BESCHREIBUNG UND UNTERSUCHUNG EINES SPEZIELLEN VIELDRAHT-FLAECHENZAEHLERS

INAUGURALDISSERTATION
der
philosophisch-naturwissentschaftlichen Fakultät
der
Universität Bern
zur Erlangung der Doktorwürde
vorgelegt von

Heinz Kaspar
von Oberkulm (AG)

Hausdruckerei Institut für exakte Wissenschaften der
Universität Bern, 1972

BESCHREIBUNG UND UNTERSUCHUNG EINES SPEZIELLEN VIELDRAHT-FLAECHENZAEHLERS

INAUGURALDISSERTATION
der
philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Universität Bern
zur Erlangung der Doktorwürde
vorgelegt von

HEINZ KASPAR
von Oberkulm (AG)

Von der philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag des Herrn Prof. Dr. B. Hahn angenommen.

Bern, den 29. Juni 1972 Der Dekan

M. Leupold

Hausdruckerei Institut für exakte Wissenschaften der Universität Bern, 1972

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
E I N L E I T U N G	1 - 2
Z I E L S E T Z U N G	3
1. ZUR THEORIE DER VIELDRAHT-PROPORTIONALZAEHLER	
A) Das elektrostatische Feld	4 - 7
B) Ueberlegungen zur Wahl der Gasmischung	8 - 11
C) Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares	12 - 14
D) Der Multiplikationsprozess	15 - 19
E) Der Aufbau des Signals	20 - 23
F) Die Energieauflösung	24 - 28
G) Ansprechwahrscheinlichkeit	29 - 31
H) Zeitauflösung	32 - 33
2. ZUR KONSTRUKTION DER VIELDRAHT-PROPORTIONALZAEHLER	34
A) Hochspannungselektroden	35 - 36
B) Der Rahmen	36
C) Die Zähldrähte	36 - 37
D) Die Gasmischanlage	37
E) Der Verstärker	38
3. MESSRESULTATE	
A) Test von Gasmischungen	39 - 40
B) Die Gasverstärkung	41 - 42
C) Die Energieauflösung	43
D) Die Konstanz der Pulshöhe	44
E) Zeitliche Schwankung der Signale	45 - 46
F) Die Ansprechwahrscheinlichkeit	47
G) Ionisationsmessungen	48 - 49

Seite

ZUSAMMENFASSUNG 50 - 51

LITERATURVERZEICHNIS 52 - 57

Abbildungen
Verdankungen
Lebenslauf

E I N L E I T U N G

Wenn geladene Teilchen Materie durchqueren, regen sie Atome oder Moleküle an oder ionisieren sie und verlieren dabei Energie. Teilchen hoher kinetischer Energie können ausserdem Energie durch Bremsstrahlung oder Cerenkov-strahlung abgeben. Langsame schwere Teilchen hingegen verlieren Energie auch durch Stösse mit Atomen.

Die deponierte Energie pro Weglänge dE/dx wird Brems-vermögen genannt und durch die Bethe-Bloch Formel be-schrieben. Das Bremsvermögen für ein Teilchen mit gegebener Ladung hängt von der Teilchengeschwindigkeit ab und vom durchquerten Material.

Elektromagnetische Strahlung kann von Materie durch Photoeffekt völlig absorbiert werden. Die dabei entstan-denen freien Elektronen geben ihre Energie ebenfalls durch Ionisation der Umgebung ab.

Um ein Atom zu ionisieren, wird eine mittlere Energie benötigt, welche von der Ladung und Primärenergie des ionisierenden Teilchens unabhängig ist. Verliert ein Teilchen Energie durch Ionisation, kann deshalb durch eine Messung der Anzahl produzierter Ionenpaare der Energieverlust des Teilchens bestimmt werden. Aus dem gemessenen Energieverlust kann mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel die kinetische Energie resp. das β des ionisierenden Teilchens bestimmt werden.

Solche Messungen werden mit Proportionalzählern durch-geführt. Die Methode ist seit langem bekannt und wird zum Beispiel in der Kernphysik mit grossem Erfolg an-gewendet. Es werden Zählrohre verwendet, die aus einem dünnen Draht (Anode) und einem dazu kozentrischen Zylin-der (Kathode) bestehen. In der Gas-Füllung verlieren ein-fallende Teilchen auf die beschriebene Weise Energie. Das elektrische Feld zwischen den beiden Elektroden bewirkt eine Trennung der entstandenen Primärladung. Die Elektro-nen gehen zum Draht, während die positiven Ionen gegen

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547616_0023

die Kathode wandern. Die primären Elektronen gewinnen in der Nähe des Drahtes soviel Energie aus dem elektrischen Feld, dass sie in der Lage sind, das Zählgas zu ionisieren. Es entstehen sekundäre Ladungen, deren Anzahl der Primärladung proportional ist (Gasverstärkung).

Der Vieldraht-Proportionalzähler (1a) besteht im wesentlichen aus zwei Hochspannungselektroden (Kathoden), die ein Gasvolumen begrenzen. Zwischen den Elektroden sind parallele Zähldrähte gespannt. Jeder einzelne Zähldraht arbeitet unabhängig von den andern und sein Verhalten entspricht einem Zähldraht in einem Zählrohr, da er in der Gasverstärkungszone ebenfalls ein zylindersymmetrisches Feld besitzt.

1968 beschrieben G. Charpak u.a. (2) einen Vieldraht-Proportionalzähler, der zum Lokalisieren von geladenen Teilchen dient. Dazu wurde jeder einzelne Zähldraht mit einem separaten Verstärker verbunden. Die Kammer wurde jedoch nicht zur Messung von Energieverlusten verwendet.

Wir haben uns hingegen die Aufgabe gestellt, ohne Positionsbestimmungen spezifische Energieverluste $\Delta E/\Delta X$ zu messen. Deshalb sind in unsern Vieldraht-Proportionalzählern sämtliche Drähte miteinander verbunden (3). Das integrierte Signal am Verstärkerausgang ist proportional dem Energieverlust innerhalb des Zählers und gibt uns eine Angabe über den Bewegungszustand des ionisierenden Teilchens. Gleichzeitig können wir diese Zähler auch als Triggerzähler verwenden.

Z I E L S E T Z U N G

Bei vielen Experimenten in der Hochenergiephysik benötigt man - als Proportionalzähler, Triggerzähler oder Antizähler - grossflächige Detektoren. Meistens werden in diesen Fällen Szintillationszähler eingesetzt, die neben dem Vorteil sehr guter Zeitauflösung jedoch folgende Nachteile aufweisen:

- mit der Forderung nach einer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit nimmt zwangsläufig eine Massenbelegung zu; damit erhöht sich der Einfluss der Vielfachstreuung;
- die Sammlung des primär erzeugten Lichtes erfordert einen technischen Aufwand, welcher in gewissen Fällen sehr gross sein kann;
- die Kosten für grossflächige Szintillatoren sind sehr hoch.

Zudem wird bei Experimenten mit seltenen Ereignissen die gute Zeitauflösung des Szintillators häufig nicht benötigt.

Unser Ziel war es, einen Vieldraht-Proportionalzähler zu entwickeln, der die folgenden Eigenschaften aufweist:

- grosse empfindliche Fläche
- kleine Massenbelegung
- Proportionalität
- hohe Ansprechwahrscheinlichkeit
- möglichst gute Zeitauflösung und gutes Signal zu Rauschen-Verhältnis
- kleine zeitliche Streuung

In der vorliegenden Arbeit wird der von uns entwickelte Zähler diskutiert und beschrieben, und es werden die wesentlichen Messresultate aufgeführt.

1. ZUR THEORIE DER VIELDRAHT-PROPORTIONALZAEHLER

A) Das elektrostatische Feld

Für einen Vieldraht-Proportionalzähler, der aus zwei ebenen Elektroden und den dazwischenliegenden Drähten besteht, nimmt man das komplexe Potential

$$w(z) = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{2\pi L(iz-L)}{2sL} - \ln\frac{\vartheta_1\left(\frac{\pi z}{s},p\right)}{\vartheta_1\left(\frac{\pi z+i2L}{s},p\right)}\right\}$$

an (4,5,6).

Der Realteil von w(z) beschreibt das elektrostatische Potential, der Imaginärteil von w(z) den Verlauf der Kraftlinien.

Die geometrische Bedeutung der Grössen L,s,d ist in Figur 1) ersichtlich.

q = stat. Ladung/Zähldrahtlänge
z = x + iy

Mit dem Nullpunkt des Koordinatensystems in einem Drahtmittelpunkt haben die Elektroden die Koordinaten $y = \pm iL$

$\vartheta_1(z,p)$ ist die Jakobische Thetafunktion. Sie lautet (7):

$$\vartheta_1(z,p) = 2p^{1/4}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\cdot p^{n^2+n}\sin(2n+1)z$$

$$= 2p^{1/4}(\sin z - p^2\sin 3z + p^6\sin 5z - +\ldots..)$$

wobei $p = e^{-4\pi L/s}$

In unserem Fall mit L = 9 mm; s = 5 mm wird $p \ll 1$ ($\approx 10^{-m}$) und es wird nur der Term sinz der Reihe verwendet.

Damit wird:

$$W(z) = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\left\{ i\,\frac{\pi z}{s} - \frac{\pi L}{s} - \ln\frac{\sin \pi z/s}{\sin \pi (z+i2L)/s}\right\}$$

mit:

$$\sin \pi (z+i2L)/s \quad \propto \quad \frac{1}{2i}\cdot e^{2\pi L/s - i\pi z/s}$$

erhält man:

$$W(z) \propto \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}\left\{ \frac{\pi L}{s} - \ln(2\sin \pi z/s) - i\pi/s \right\}$$

Daraus ergibt sich das Potential:

$$V = Re[W] = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left\{ \frac{2\pi L}{s} - \ln\left[4\sin^2 \pi x/s + 4\,sh^2 \pi y/s\right]\right\} \qquad \text{I}$$

Dieser Ausdruck genügt den Randbedingungen:

$V = 0 \qquad \forall\, x$ und $y = \pm L$

$V = V_0 = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0}(\pi L/s - \ln[\pi d/s])$ auf der Drahtoberfläche.

Anderseits ist V = q/C*

C* = Kapazität eines Zähldrahtes gegen die äusseren Elektroden und die Nachbardrähte pro Zähldrahtlänge (im Giorgi-System)

Also ist:

$$C^* = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\frac{\pi L}{s} - \ln\frac{\pi d}{s}}$$

Für unsere Zähler mit L = 9 mm, s = 5 mm, d = 0,02 mm wird

$$C^* = 5{,}5 \cdot 10^{-12} \text{ F/m.}$$

Die totale Kapazität eines Zählers von 50x50 cm^2 Zählfläche hat demnach den Wert

$$0{,}5 \cdot 0{,}5/0{,}005 \cdot C^* = 275 \cdot 10^{-12} \text{ F.}$$

Wir haben bei unsern Kammern dieser Grösse eine Kapazität von ungefähr 300 pF gemessen.

Aus der Formel I) erhält man für das elektrostatische Feld:

$$\vec{E} = \frac{q}{2\varepsilon_0 s} \cdot \frac{1}{\sin^2 \pi x/s + \operatorname{sh}^2 \pi y/s} \left\{ \sin^2 \frac{2\pi x}{s} \vec{i} + \operatorname{sh}^2 \frac{2\pi y}{s} \vec{j} \right\}$$

Für einige spezielle Richtungen erhält man damit folgende Feldstärken:

in der x-Richtung: $x \neq o \quad y = o \qquad E_x = \frac{q}{2\varepsilon_0 s} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi x}{s}$

in der y-Richtung: $x = o \quad y \neq o \qquad E_y = \frac{q}{2\varepsilon_0 s} \cdot \operatorname{cth} \frac{\pi y}{s}$

in der y-Richtung: $x = s/2 \quad y \neq o \qquad E_{s/2} = \frac{q}{2\varepsilon_0 s} \cdot \operatorname{tgh} \frac{\pi y}{s}$

Für x,y klein : $(x^2 + y^2)^{1/2} = r \qquad E_r = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$

Für y gross : $\qquad E = \frac{q}{2\varepsilon_0 s}$

In Figur 2) sind $|\vec{E}_x|$ und $|\vec{E}_y|$ für unsere Verhältnisse dargestellt. Um die Konzentrität der Potentiallinien zu überprüfen ist $|\vec{E}|$ für x = y berechnet worden. Die Kurven zeigen, dass das Feld bis 0,4 mm Abstand von der Drahtober-

fläche radialsymmetrisch verläuft, also zum Draht konzentrische Potentiallinien aufweist und als 1/r - Feld betrachtet werden kann (Verhältnisse wie beim Zählrohr).

Ab 3 mm Entfernung vom Draht wird das Feld konstant. Die Grössenverhältnisse sind in Figur 3) skizziert.

Bei unserem Zähler erhalten wir bei einer Spannung von 3000 Volt folgende Feldstärken:

an der Drahtoberfläche: $E_o \simeq 3 \cdot 10^5$ V/cm

in der konstanten Feldregion: $E \simeq 2 \cdot 10^3$ V/cm

Die Variation der Feldstärke an der Drahtoberfläche in Abhängigkeit von L,s,d für verschiedene Geometrien ist in Figur 4) dargestellt. Für kleine Aenderungen der Parameter L,s,d findet man:

$\Delta E/E$ für s = 5 mm, d = 0,02 mm $= -0{,}56 \cdot \Delta L/L$

$\Delta E/E$ für L = 9 mm, d = 0,02 mm $= 0{,}64 \cdot \Delta s/s$

$\Delta E/E$ für L = 9 mm, s = 5 mm $= -0{,}90 \cdot \Delta d/d$

Grosse Aenderungen des elektrostatischen Feldes in der Nähe des Drahtes bewirken grosse Schwankungen in der Gasmultiplikation. Es ist ersichtlich, dass vor allem Aenderungen des Drahtdurchmessers das Feld sehr stark ändern.

Der Verlauf von Potentiallinien bei dieser und andern Drahtanordnungen wurde experimentell untersucht in einer Arbeit von A. Novarro (8).

B) Ueberlegungen zur Wahl der Gasmischung

Innerhalb eines Vieldraht-Proportionalzählers (MWPC) muss man bei der Wahl der Gasmischung zwei grundsätzlich verschiedene Regionen betrachten:

1. die Driftregion:

Da in diesem Raum die Primärladungen erzeugt werden, sollte die Gasmischung ein hohes Bremsvermögen aufweisen. Die Elektronen driften gegen den Draht und die positiven Ladungen gegen die Elektroden. Die Elektronen sollten möglichst schnell die Multiplikationsregion erreichen, damit sich die einzelnen Lawinen ungefähr zur gleichen Zeit aufbauen.

Auch sollen die zeitlichen Schwankungen der Signale (time jitter) klein sein. Deshalb muss man Gasgemische wählen, in welchen die Driftgeschwindigkeit der Elektronen gross ist. Die Anstiegszeit des Signals ist gegeben durch die Beweglichkeit der positiven Ionen im Gasgemisch. Schnelle Zähler erfordern Gase mit grosser Ionenbeweglichkeit.

2. die Multiplikationsregion:

Sie umschliesst zylindrisch den Draht und hat eine radiale Ausdehnung von einigen Drahtradien. In diesem Gebiet findet die sekundäre Ionisation statt (Multiplikation, Lawinenbildung). Bei diesem Vorgang entstehen,durch angeregte Moleküle oder Atome, die ihre Energie wieder abgeben, viele Photonen. Diese Photonen müssen absorbiert werden (quenching), da sie sonst aus den Wänden und Drähten weitere Elektronen freisetzen können, die wiederum zu Lawinenbildungen führen.

Die Bedingungen an die Gasmischung lauten demnach:

- grosses Bremsvermögen
- grosse Driftgeschwindigkeit der Elektronen
- grosse Ionenbeweglichkeit
- Quenching

In einem ionisierten Gas bewegen sich die freigesetzten Ladungen ungeordnet, solange kein elektrisches Feld vorhanden ist. Die mittlere kinetische Energie beträgt 3kT/2. Legt man ein Feld an, wird der ungeordneten Bewegung eine gerichtete Bewegung überlagert. Dadurch erhöht sich aber die mittlere quadratische Geschwindigkeit u. Das Verhältnis der kinetischen Energien wird ε genannt.

$$\varepsilon = \frac{mu^2}{2} \cdot \frac{2}{3kT}$$

u = mittlere qudratische Geschwindigkeit der Teilchen, wenn ein Feld vorhanden ist.

Für die Driftgeschwindigkeit $\vec{w}$ findet man:

$$\vec{w} = \frac{3D}{mu^2} \cdot e\vec{E} = \frac{D}{\varepsilon kT} \cdot e\vec{E}$$

e = Ladung des Teilchens
D = Diffusionskoeffizient = $\frac{\lambda u}{3p}$

damit erhält man:

$$\vec{w} = \frac{\lambda}{mup} \cdot e\vec{E}$$

λ = mittlere freie Weglänge der Teilchen
p = Gasdruck

Aus Messungen 1b) in Gasgemischen von Argon und CO_2 weiss man, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen grösser ist als in reinem Argon. Die Erklärung dafür lautet: unelastische Stösse von Elektronen mit den Gasmolekülen treten nur dann auf, wenn die kinetische Energie der Elektronen grösser ist als die Energie, die benötigt wird, um ein Molekül in einen angeregten Zustand zu versetzen. Bei Argon sind diese Energien gross (Argon einatomig, deshalb keine Schwingungs- und Rotationszustände) und die freien Elektronen im Argon erreichen rasch grosse kinetische Energien.

Durch Zugabe von CO_2 ist es möglich, dass die Elektronen schon mit niedrigen Energien unelastische Stösse durchführen, da beim CO_2 tiefere Zustände angeregt werden können (Schwingungs- und Rotationszustände).

Die mittlere quadratische Geschwindigkeit u wird dadurch vermindert. Bei abnehmendem u erhöht sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen (Ramsauereffekt). Da die Driftgeschwindigkeit w proportional ist zu $\lambda E/u$, bewirken die beiden Effekte ein Ansteigen der Driftgeschwindigkeit.

In der Tabelle 1 sind die Driftgeschwindigkeiten für Elektronen in den verwendeten Gasen dargestellt (9).

TAB. 1

Gas	E/p = V/cm mm Hg					
	0,5	1	5	10	50	100
Ar	0,32	0,38	2,3	4	6	7
CH_4	7	9,5	8,6	7	11,5	23,8
CO_2	0,2	0,5	4,7	10		

TAB. 1: Driftgeschwindigkeiten der Elektronen in 10^6 cm/sek für Ar, CH_4 und CO_2 in Abhängigkeit von E/p.

In den Figuren 5) sind Driftgeschwindigkeiten für e^- in Ar/CO_2, Ar/CH_4 und CH_4/CO_2 - Gasmischungen dargestellt (14a, 17a)

Für die Driftgeschwindigkeiten der Ionen gilt in weiten Bereichen von E/p:

$v = \mu E/p$ für kleine Werte von E/p

$v \sim (E/p)^{1/2}$ für grosse Werte von E/p

für Ar: $\mu = 1{,}2 - 1{,}4$ cm^2/V·sek , bei p = 760 mm Hg

μ = Ionenbeweglichkeit

Für die Driftgeschwindigkeiten von Ar^+ Ionen in Argon findet man (9, 10, 11)

TAB. 2

Gas	E/p = V/cm mmHg			
	50	100	500	1000
Ar	0,45	0,8	1,8	3

TAB. 2: Driftgeschwindigkeiten von Ar^+ in 10^5 cm/sek für Ar in Abhängigkeit von E/p.

Die Absorption der Photonen muss gewährleistet sein. Methan ist ein sehr gut geeignetes Gas Photonen aus dem Argon ($\lambda \simeq 800$-1100Å) zu absorbieren. Es weist ein kontinuierliches Absorptionsspektrum ($\lambda \simeq 750$-1450Å) auf. CO_2 dagegen hat als dreiatomiges Molekül ein Bandenspektrum und eignet sich für die Absorption dieser Photonen nicht besonders gut. Als weiteres Quenchinggas könnte eventuell auch Amoniak verwendet werden.

Methan eignet sich aber nicht nur zur Absorption der Photonen, sondern es verhindert auch die Bildung von sekundären Elektronen, die bei der Entladung der positiven Ionen an der Kathode entstehen können (self quenching counter)(12).

Weitere Grössen, die die Wahl der Gasmischung beeinflussen können, sind die Rekombinations- und Anlagerungswahrscheinlichkeiten von Elektronen an die Gasmoleküle. Durch beide Effekte können Elektronen aus der primären oder sekundären Ionisation verloren gehen. Die beiden Effekte sind für die verwendeten Gase sehr klein und machen sich nicht störend bemerkbar(13).

C) Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares

Experimentell hat man gefunden (14b, 15a), dass eine bestimmte, innerhalb eines Zählers abgegebene Energie, eine Anzahl Ladungen bildet, die von den Gaseigenschaften abhängt, jedoch unabhängig ist von der Ladung und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens. Die Abweichungen betragen in den extremsten Fällen 10%. Das heisst, dass W - die notwendige Energie, um in einem Gas ein Ionenpaar zu erzeugen - in weiten Bereichen konstant ist. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares beträgt ungefähr das doppelte des Ionisationspotentials des betreffenden Gases. Es wird also etwa nur die Hälfte der deponierten Energie zur Ionisation der Gasmoleküle verwendet, die restliche Energie geht durch inelastische Stösse der Elektronen mit den Gasatomen verloren.

Die Ionisationspotentiale der von uns benützten Gase betragen (16):

TAB. 3

Gas	Ionisationspotential in ev
Ar	15,76
CH_4	13,77
CO_2	12,60

TAB. 3: Ionisationspotentiale für Ar, CH_4, CO_2

Experimentell hat man gefunden (13b, 15a), daß eine
eine Anzahl Bedingungen erfüllt, die von den Gasmolekü-
schaften abhängt, jedoch unabhängig ist von der Anzahl
und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens.
Die Abweichungen betragen in den extremsten Fällen
10%. Das heißt, daß W - die notwendige Energie, um
in einem Gas ein Ionenpaar zu erzeugen - in weiten
Bereichen konstant ist. Schließlich [illegible]
bedeutet eines Ionenpaares benötigt ungefähr das doppelte
der Ionisationspotentiale des betreffenden Gases. Es
wird also etwa nur die Hälfte der deponierten Energie
[illegible]
mit den Gasatomen verlieren.

Die Ionisationspotentiale der von uns benutzten Gase
betragen (16):

TAB. 3

Gas	Ionisationspotential in eV
Ar	15,76
CH_4	13,07
CO_2	13,66

TAB. 3: Ionisationspotentiale für Ar, CH_4, CO_2

Die Messungen von W mit relativistischen Elektronen und 1,2 Mev α-Teilchen ergaben folgende Werte (14b, 15b, 17b)

TAB. 4

Gas	W für e^-	W für α
Ar	26,4 ev	26,4 ev
CH_4	27,3 ev	29,2 ev
CO_2	32,9 ev	34,3 ev

TAB. 4: Notwendige Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Ar, CH_4, CO_2

Elektromagnetische Strahlung kann im Zählgas durch Photoeffekt mit den Gasmolekülen vollständig absorbiert werden. Dabei werden monoenergetische Elektronen gebildet, die in der Multiplikationsregion das Gas zu ionisieren vermögen. Messungen von Curran (18) und Pontecorvo (30) zeigten keine signifikanten Aenderungen von W bei diesem Vorgang. Diese monoenergetischen Photoelektronen werden oft benutzt, um Proportionalzähler zu eichen.

W kann mit Hilfe einer empirischen Formel für Gasmischungen berechnet werden (9, 20, 21):

$$\frac{1}{W_{ij}} = \left\{ \frac{1}{W_i} - \frac{1}{W_j} \right\} Z_{ij} + \frac{1}{W_{ij}}$$

$$Z_{ij} = \frac{P_i}{(P_i + a_{ij} P_j)}$$

p_i = Partialdruck des Gases i

$a_{ij} = s_j/s_i$ = Verhältnis des Bremsvermögens der Gase i resp. j.

Für zwei Komponenten-Gemische ist W_{ij} in Figur 6) dargestellt (21). Daraus erhält man:

$Ar/CH_4 \rightarrow W_{ij} \simeq 27$ ev (bei 75% Argon)

$Ar/CO_2 \rightarrow W_{ij} \simeq 28$ ev (bei 75% Argon)

Für unsere Gasmischung von 60% Ar, 20% CO_2, 20% CH_4 erhält man mit dieser Formel W = 28 ev.

D) Der Multiplikationsprozess

Die primär erzeugten negativen Ladungen driften im elektrostatischen Feld gegen einen Zähldraht. In ca. 0,4 mm Entfernung vom Draht wird das Feld zylindersymmetrisch und die Feldstärke steigt mit 1/r an. In diesem Bereich ist es den Elektronen möglich, innerhalb einer freien Weglänge genügend Energie aus dem elektrischen Feld aufzunehmen, um Gasatome zu ionisieren. Dadurch setzt die Lawinenbildung ein (Gasmultiplikation). Die Lawinenbildung bricht ab, sobald die Elektronen den Draht erreicht haben. Die Ausdehnung der Ladungswolke ist bei diesem Vorgang kugelsymmetrisch. Diese Struktur wurde von A.L. Hodson u.a. (22) sehr schön sichtbar gemacht, indem sie einen Proportionalzähler innerhalb einer Nebelkammer montierten und zu verschiedenen Zeiten Aufnahmen machten. Messungen mit MWPC von G. Charpak u.a. (23) bestätigten diese Struktur. Das Anwachsen der Ladung durch ionisierende Stösse in einem Gas wird beschrieben durch den Townsendkoeffizienten.

α = Anzahl Ionisationen, bewirkt durch ein Elektron pro Weglänge.

M.E. Rose und S.A. Korff haben die Gasverstärkung A in Abhängigkeit der Zählerspannung, Gaszusammensetzung und Geometrie des Zählers berechnet. Sie haben dabei folgende Annahmen gemacht (24):

1. Keine Elektronen werden durch Photoeffekt oder Sekundäremission aus der Umgebung nachgeliefert (keine zusätzlichen Quellen von Elektronen).

2. Keine Elektronen-Anlagerungen oder Rekombinationen von Elektronen (keine Verluste von erzeugten Elektronen).

3. Keine Fluktuationen in der deponierten Energie der Primärteilchen (immer dieselbe Anzahl Primärladungen).

4. Die Elektronen in der Multiplikationsregion erreichen Energien, die nicht viel oberhalb der Ionisierungsgrenze liegen (ca. bis dreifache Ionisierungsenergie).

5. Keine Aenderung der Feldstärke in der Umgebung des Drahtes durch Raumladungseffekte der erzeugten Ladungen.

Zu Punkt 4) gilt: die mittlere Energie der Elektronen in der Multiplikationsregion ist nicht nur abhängig vom Ort der Ladung, also von $\vec{E}$, sondern auch von der Vorgeschichte des Elektrons, denn durch die ionisierenden Stösse verlieren die Elektronen immer wieder ihre Energie. Bei Elektronen mit kleiner Energie kann man annehmen, dass der totale Wirkungsquerschnitt proportional der Ueberschussenergie bezüglich dem Ionisationspotential ist.

$$\sigma_T = a \cdot (V - V_i)$$

V = Elektronenenergie in Volt

V_i = Ionisationsenergie in Volt

In Figur 7) sind die totalen Wirkungsquerschnitte für die Ionisation durch Elektronenstösse in Abhängigkeit der Elektronenenergie aufgetragen (25). Daraus erhält man:

$$a_{Ar} = 1{,}47 \cdot 10^{-17}\ cm^2/V$$

$$a_{CH_4} = 1{,}70 \cdot 10^{-17}\ cm^2/V$$

$$a_{CO_2} = 0{,}87 \cdot 10^{-17}\ cm^2/V$$

Unter diesen Annahmen lautet die Formel von Korff:

$$\ln A = 2\left(aN_m \frac{C^* V_o}{2\pi\varepsilon_o} r_o\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{V_o}{V_t} - 1\right)^{1/2}$$

$$aN_m = \Sigma a_i N_{m_i}$$

N_{m_i} = Moleküle / cm der Gaskomponente i

C^* = Kapazität / pro Zähldrahtlänge

r_o = Drahtradius

V_o = Betriebsspannung am Zähler

V_t = Spannung am Zähler, wenn die Multiplikation 1 beträgt (Schwellenspannung)

Für einige Gasmischungen ergibt $aN_m = \Sigma\, a_i N_{m_i}$ folgende Werte (p = 760 mmHg):

TAB. 5

Volumenanteil in %			aN_m in 1/cmV
Ar	CO_2	CH_4	
60	20	20	374
70	20	10	369
75	20	5	367
80	20		362
90	10		379
95	5		387
100			395
	100		234
		100	475

Die radiale Ausdehlnung der Multiplikationsregion lässt sich folgendermassen abschätzen: innerhalb einer freien Weglänge muss ein Elektron eine Potentialdifferenz von ungefähr 30 Volt durchlaufen um zu ionisieren. Die mittlere freie Weglänge von Elektronen in Gasen bei 760 mmHg ist von der Grössenordnung 10^{-4} cm (15c, 26).

$$\Delta U = \int_{r_t}^{r_t+\lambda} \vec{E}\cdot d\vec{l} = \frac{C^* U_o}{2\pi\varepsilon_o} \int_{r_t}^{r_t+\lambda} \frac{dr}{r} = \frac{C^* U_o}{2\pi\varepsilon_o} \ln\left(1+\frac{\lambda}{r_t}\right)$$

$$\Longrightarrow \quad \frac{2\pi\varepsilon_o}{C^* U_o}\,\Delta U \simeq \frac{\lambda}{r_t}$$

Mit unserer Kapazität pro Zähldrahtlänge C* ergibt sich bei einer Spannung von 3000 Volt :

$$10\,\lambda \simeq r_t$$

Die Multiplikationsregion beginnt also einige Drahtradien vom Draht entfernt.

In Figur 8) ist für die Zähldrahtumgebung der Potentialverlauf in Abhängigkeit von der Entfernung vom Draht dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, dass ein Elektron bei 100 μ Abstand vom Draht pro freie Weglänge eine Energie in der Grössenordnung 1eV und bei einer Entfernung von 30 μ ungefähr 10 eV gewinnen kann.

Unter Berücksichtigung von 5) wird in der Formel von Korff angenommen, dass:

$$r_1/r_t = V_t/V_o$$

Durch Abschirmeffekte der erzeugten Ladungen kann bei grosser Gasmultiplikation das Feld in der Drahtnähe geschwächt werden. Dadurch wird die Multiplikations-

region kleiner. Die nach Korff berechnete Gasverstärkung liefert in diesen Fällen zu grosse Werte für A. G.C. Hanna u.a. (27, 28a)haben bei Messungen mit Proportionalzählern festgestellt, dass das Verhältnis Pulshöhe zu Multiplikation konstant bleibt, solange die Multiplikation nicht einen bestimmten Wert M_c überschreitet. M_c ist abhängig von der im Zählgas deponierten Energie E.

Es gilt:

$$M_c \cdot E \approx 10^8 \text{ eV}$$

Nimmt man an, dass im Zählgas 6 keV deponiert werden, d.h. ungefähr 200 Ionenpaare gebildet werden, dann können sich ab einer Gasverstärkung von ungefähr 10^4 Raumladungseffekte bemerkbar machen.

E) Der Aufbau des Signals

Der grösste Teil der während der Multiplikation gebildeten Ladung entsteht einige 10^{-4} cm von der Zähldrahtoberfläche entfernt. Die Elektronen erreichen den Zähldraht nach sehr kurzer Zeit und beginnen vom Draht abzufliessen, sobald sich die positiven Ladungen gegen die negativen Hochspannungselektroden bewegen. Daraus geht hervor, dass man die Bewegung der positiven Ionen im Feld beobachtet.

Im folgenden wird der zeitliche Aufbau der Ladung auf einen Zähldraht, der keinen Lastwiderstand aufweist, berechnet.

Für die Driftgeschwindigkeit w der positiven Ionen bei einem gegebenen Druck gilt:

$$\vec{w} = \mu \vec{E}$$

$\vec{E}$ = elektrostatisches Feld

μ = Ionenbeweglichkeit

Die Ionenbeweglichkeit bleibt im Bereich $400\ V/cm \cdot mmHg \leq E/p \leq 4\ V/cm \cdot mmHg$ ungefähr konstant. Bei einem Druck von 760 mmHg beträgt sie 1,2 cm^2/V sek (9).

Für die folgenden Berechnungen gelten die Annahmen:

- keine Raumladungseffekte durch die erzeugte Ladung; damit keine Aenderung des Feldes.
- die Ionen bewegen sich längs der Feldlinien mit der Geschwindigkeit

$$\vec{w} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \mu \vec{E}$$

- die Ladung bewegt sich in der y-Richtung

$$E = E_y = \frac{q}{2\varepsilon_0 s} \operatorname{cth} \frac{\pi y}{s}$$

U_o = 3000 Volt
r_o = 10μ Entstehungsort der positiven Ladung
C* = Kapazität/Zähldrahtlänge

Man erhält:

$$t = \int_{r_o}^{r'} \frac{dr}{\mu E(r)} = \frac{2\varepsilon_0 s}{q} \int_{r_o}^{r'} \frac{dr}{\operatorname{cth} \frac{\pi r}{s}}$$

$$t = k \left(\ln \operatorname{ch} \frac{\pi r}{s} - \ln \operatorname{ch} \frac{\pi r_o}{s} \right)$$

$$k = \frac{2\varepsilon_0 s^2}{\pi \mu C^* U_o} = 71\,\mu s$$

Die totale Driftzeit der Ionen wird τ = 350μs
Dies kann als untere Grenze betrachtet werden, da bei der Integration der kürzeste Weg gewählt wurde. Aus der obigen Formel erhält man:

$$r(t) = \frac{s}{\pi} \ln \left(e^{\frac{t}{k} - b} + \left\{ e^{2\left(\frac{t}{k} + b\right)} - 1 \right\}^{1/2} \right)$$

$$b = \ln \operatorname{ch} \frac{\pi d}{2s} \simeq 2 \cdot 10^{-5} \; ; \; t_o = kb = 1{,}4\,ns$$

Für kleine t wird

$$r(t) = \left(t \frac{s^2}{k\pi^2} + r_o^2 \right)^{1/2}$$

Diese Gleichung ist identisch mit der Gleichung r(t) für ein zylindrisch-symmetrisches Feld. Beide Funktionen sind in Figur 12) dargestellt.

Für die gesamte vom Zähldraht wegfliessende Ladung gilt:

$$Q(t) = \frac{C^* e}{2\pi\varepsilon_0} \left(\ln \operatorname{sh} \frac{\pi r(t)}{s} - \ln \operatorname{sh} \frac{\pi r_0}{s} \right)$$

Für kleine t erhält man den Ausdruck nach Wilkinson (zylindrisches Feld)(35)

$$Q(t) = \frac{C^* e}{4\pi\varepsilon_0} \ln \frac{t+t_0}{t_0} = \frac{C^* e}{4\pi\varepsilon_0} \ln \left(t \frac{\mu C^* U_0}{\pi \varepsilon_0 r_0^2} + 1 \right)$$

Werden N primäre Ladungen erzeugt, entstehen auf dem Weg zum Draht N Lawinen. Die Gesamtladung wird dann NeA und Q(t) vergrössert sich um diesen Faktor, wenn sich infolge der Raumladungseffekte die Ladungen nicht gegenseitig behindern (1c, 23, 26, 36). In Figur 13) und 13a) sind die Funktionen Q(t) dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass nach 10 ns ungefähr 10% und nach 100 ns ungefähr 22% der totalen auf dem Zähldraht befindlichen Ladung abgeflossen ist. Betrachtet man $i(t) = \dot{Q}(t)$ auf einem Zähldraht, wobei wiederum kein Lastwiderstand angenommen wird, erhält man die in Figur 13b) gezeichnete zeitliche Abhängigkeit.

Das Abfliessen der Ladung vom Zähldraht kann sich bei einer Supperposition durch später aufgebaute Lawinen, die aus derselben Primärionisation stammen, verzögern. Das heisst, dass das Ansteigen des Stromes abhängig ist von der Art der einfallenden Teilchen. Elektromagnetische Strahlung (niederer Energie) deponiert die Energie auf einem kurzen Wegstück und die primäre Ladung wird die Multiplikationsregion gleichzeitig erreichen. Teilchen, die die Kammer durchqueren, können

längs ihres ganzen Weges primäre Ladungen erzeugen. Die Sammelzeit ist gegeben durch die Geschwindigkeit der Elektronen im Gas. Diese Sammelzeit beträgt in unserm Fall maximal 200 ns für Elektronen, die in 10 mm Entfernung vom Draht erzeugt werden.

Die positiven Ladungsträger influenzieren auf die Nebendrähte und die Hochspannungsebene positive Signale. Der Grund dafür, dass auf den Nachbardrähten nur positive Signale beobachtet werden können (wenn die gesamte Ladung von einem Draht gesammelt wird), liegt darin, dass sich die Lawinenbildung symmetrisch um den Zähldraht ausbreitet. Die Amplitude des positiven Pulses ist ungefähr 5 - 10 mal kleiner als die Amplitude des negativen Signals auf dem Zähldraht (23). Gelangen nicht alle Primärladungen zum selben Draht, dann wird sich an einem Draht eine Lawine zuerst aufbauen und auf den Nebendrähten werden positive Signale induziert werden. Diese Signale werden aber unterdrückt, sobald sich nur ein solcher Draht eine Lawine aufbaut.

Da wir mit unsern Zählern keine Ortsbestimmung der einfallenden Teilchen, sondern Ionisationsmessungen durchführen,werden sämtliche Drähte zusammengeschaltet. Der auf den Zähldrähten fliessende Strom wird von einem stromempfindlichen Verstärker gesammelt. Das am Verstärkerausgang erhaltene Spannungssignal ist dem gesamten Eingangsstrom proportional. Damit das Spannungssignal am Ausgang des Verstärkers möglichst gross ist und eine kleine Anstiegszeit aufweist, ist es wegen der grossen Kammerkapazität notwendig, die Eingangsimpedanz des Verstärkers möglichst klein zu halten. Aus Figur 13b) ist ersichtlich, dass der Strom nach ca. 100 ns sehr klein wird. Das heisst, dass das Spannungssignal am Ausgang im wesentlichen durch eine Bewegung der Ionen am Anfang bestimmt wird. Wird das Signal am Ausgang des Verstärkers integriert, stellt es also nicht die gesamte erzeugte Ladung dar, sondern nur ungefähr 20%.

F) Die Energieauflösung

Die mittlere Anzahl $\bar{N}$ erzeugter Ionenpaare erhält man durch

$$\bar{N} = \frac{\Delta E}{W}$$

ΔE = deponierte Energie im Zählgas

W = mittlere Energie pro erzeugtes Ionenpaar

Die Ionisationsvorgänge während der primären Ionisation und der Lawinenbildung sind statistische Vorgänge. In den Signalhöhen am Ausgang des Verstärkers werden deshalb Fluktuationen auftreten. Variationen der geometrischen Grössen wie Plattenabstand, Drahtabstand und Drahtdurchmesser,die das Feld verändern, verändern die Signalhöhe systematisch.

Bei der Untersuchung der statistischen Fluktuationen, bewirkt durch die Ionisationsvorgänge, muss man zwei Fälle unterscheiden (15d)

a) das Teilchen verliert die ganze Energie innerhalb des Zählgases;

b) das Teilchen durchquert das Gasvolumen und gibt die Energie ΔE ab, welche viel kleiner ist als seine kinetische Energie.

a) Die ganze Energie wird absorbiert.

Wird eine feste Energie innerhalb des Zählgases deponiert, setzt sich die totale Schwankung zusammen aus Variationen der:

- Anzahl Ionenpaare in der primären Ionisation
- Anzahl Ionenpaare in der Lawinenbildung

$$Vp = V_o m_A^2 + V_A m_o$$

Vp = Varianz der Pulshöhe am Verstärkerausgang

V_o = Varianz der Anzahl primär Ionenpaare

m_o = Mittlere Anzahl Ionenpaare in der Primärionisation

V_A = Varianz der Anzahl Ionenpaare in der Lawine

m_A = Mittlere Anzahl Ionenpaare in der Lawine

Curran u.a. (29) haben V_A unabhängig von V_o in Zählrohren gemessen. Sie benutzten dazu Photoelektronen, die nicht genügend Energie hatten, um die Atome des Zählgases zu ionisieren. Ihre Messungen ergaben:

$$V_A = 0{,}68\ m_A^2$$

Die Fluktuationen in der Primärionisation wurden von Fano (30) untersucht. Er zeigt, dass für Teilchen, die innerhalb des Zählers stoppen, die Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Ionenpaare viel kleiner sind als unter der Annahme einer Poissonverteilung.

$$m_o/3 < V_o < m_o/2$$

Der Grund dafür ist, dass die Anzahl Stösse, die ein im Zählgas stoppendes Teilchen durchführen kann, sehr stark beschränkt ist.

Mit diesen Werten wird die relative Varianz

$$\frac{V_p}{m_o^2 m_A^2} = \frac{V_o}{m_o^2} + \frac{0.68}{m_o} \simeq \frac{1}{m_o}$$

Daraus ist ersichtlich, dass die relative Breite der Signale am Ausgang unabhängig ist von der Gasmultiplikation. Messungen über die totalen Schwankungen in der Pulshöhenverteilung wurden durchgeführt von Hanna u.a. (27). Die erhaltenen Breiten der Verteilungen stimmten mit den berechneten überein für Multiplikationen bis ungefähr M_c mit $M_c E \simeq 10^8$. Für grössere Multiplikationsfaktoren nimmt die Breite zu. In Figur 9) ist $\sigma = 2{,}36 \cdot (V_p/m_o^2 m_A^2)^{1/2} \cdot 100$

die Breite in halber Höhe für $m_o/2 = V_o$ resp. $m_o/3 = V_o$ in Abhängigkeit der deponierten Energie im Zählgas dargestellt. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares ist mit 28 eV angenommen.

b) Die deponierte Energie $\Delta E \ll T$ (T: kinetische Energie des einfallenden Teilchens).

Durchqueren geladene Teilchen eine dünne Schicht Materie, treten grosse Fluktuationen in der deponierten Energie auf. Es kann vorkommen, dass einzelnen Hüllenelektronen des durchquerten Mediums bei der Ionisation sehr grosse Energien übertragen werden (δ -Rays).

Die bei diesem Vorgang auftretenden Verteilungen der deponierten Energie wurden von Landau, Symon und Vavilov unter der Bedingung, dass ΔE viel grösser als die Bindungsenergie der Elektronen im durchquerten Medium und viel kleiner als die totale Energie des Teilchens ist, untersucht. Der dabei verwendete Parameter $\xi = 1{,}54 \cdot 10^5 \beta^{-2} \Sigma \mu_i Z_i/A_i$ stellt eine Energie in eV dar. Der Wert von ξ ist so gewählt, dass im Mittel längs des Ionisationsweges des Teilchens ein δ-Ray entsteht, mit einer Energie die grösser ist als ξ und kleiner als ε_M. ξ in Abhängigkeit der Energie und der Teilchenart pro cm Argon ist in Figur 10) dargestellt (37).

μ_i = Dichte der Gaskomponente i in gr/cm^3

Z = Ordnungszahl

A = Atomgewicht

ε_M = Maximal übertragbare Energie an ein Hüllenelektron beim Stossvorgang (15e)

Die Landau-Verteilung ist breiter als die zugehörige Gaussverteilung und hat eine ausgeprägte Fortsetzung auf der Seite der höheren Energien. Die Variation der prozentualen Breite (FWHM) bezüglich der Energie des einfallenden Teilchens ist gering. Wir berechneten mit Hilfe der Tabellen von S. Seltzer und M. Berger (31) die Breite der Verteilung in halber Höhe für Protonen verschiedener Energie und erhielten die folgenden Werte: für unsern Zähler ist $\Sigma\ \mu_i\ Z_i/A_i = 1{,}35 \cdot 10^{-3}$ gr/cm^2

TAB. 6

Kin. Energie der Protonen	β	$\varkappa$	ξ	FWHM
10 MeV	0,021	0,7	9,84 keV	33%
100 MeV	0,183	0,005	1,13 keV	43%
500 MeV	0,57	0,0003	0,36 keV	37%
1000 MeV	0,76	0,00008	0,27 keV	32%

TAB. 6: Berechnete Breiten der Verteilungen (FWHM) für Protonen.

Für $\varkappa < 0{,}01$ Landauverteilung

Für $\varkappa > 10$ Gaussverteilung

Bei Messungen mit relativistischen Elektronen fand man grosse Abweichungen von den durch die Landautheorie berechneten Breiten der Verteilungen. Blunck und Leisegang berücksichtigten in ihren Arbeiten die Bindungsenergie der Elektronen im durchquerten Material (bei Landau sind diese als freie Elektronen angenommen) und die Verluste durch Bremsstrahlung (32, 33). Messungen von West (34)

mit minimalionisierenden Elektronen und verschiedenen Gaszusammensetzungen im Proportionalzähler bestätigten die von Blunck und Leisegang gefundenen Resultate. In Figur 11) sind diese Resultate zusammengestellt. $\overline{IZ}_o$ ist die mittlere Bindungsenergie der Elektronen. In unserem Fall beträgt Z_o = 16,5 für die Gasmischung 60% Ar, 20% CO_2, 20% CH_4, mit I_o 13,5 eV wird $\xi/I_o Z \approx 1$ für minimalionisierende Elektronen. Die erwartete Breite in halber Höhe sollte also ungefähr 85% betragen.

G) Ansprechwahrscheinlichkeit

Nimmt man an, dass die Ionisation eines Gases durch ein einfallendes Teilchen ein statistischer Prozess ist, der einer Poissonverteilung gehorcht, dann erhält man für die Wahrscheinlichkeit, dass während des Wegstückes x n-Ionenpaare gebildet werden

$$P_n(x) = \frac{(\lambda x)^n e^{-\lambda x}}{n!}$$

λ = Anzahl Ionenpaare pro Weglänge bei 760 mmHg

Ist 2L der Abstand der Hochspannungsebenen, die das Gasvolumen begrenzen, dann wird für senkrecht zur Drahtebene einfallende Teilchen die Wahrscheinlichkeit, dass kein Ionenpaar erzeugt wird

$$P_o(2L) = e^{-2L\lambda}$$

Damit wird die Wahrscheinlichkeit, dass während des Weges 2L mindestens ein Ionenpaar erzeugt wird

$$P_1(2L) = (1 - e^{-2L\lambda})$$

Dieser Ausdruck beschreibt die maximale Ansprechwahrscheinlichkeit (Efficiency) des Zählers.

Einige experimentelle Werte für $\lambda(x)$ für minimal ionisierende Teilchen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (37):

TAB. 7

Gas	Anzahl e^- pro Atom oder Molekül	λ = Anzahl Ionenpaare/cm
Luft	14,4	21
Ar	18	29,4
CO_2	22	34
CH_4	10	15

TAB. 7: Anzahl Ionenpaare pro cm in verschiedenen Gasen bei 760 mmHg

Die Werte für CO_2 und CH_4 sind aus den andern Werten extrapoliert. Für unsere Gaszusammensetzung (60% Ar, 20% CO_2, 20% CH_4) erhalten wir ein λ von 27 Ionenpaaren pro cm bei 760 mmHg.

Gehen keine Primärionen verloren und ist durch die Elektronik keine minimale Pulshöhe gegeben, erhält man schon mit einigen Millimetern Elektrodenabstand hohe Ansprechwahrscheinlichkeiten. Mit unserer Gasmischung erhält man folgende Ansprechwahrscheinlichkeit:

bei L = 0,5 mm = 93,3%
1 mm = 99,5%
2 mm = 99,99%

Folgende Effekte können jedoch die Ansprechwahrscheinlichkeit vermindern, z.B.:

- Verlust von Primärladungen, z.B. durch Rekombination und Anlagerung;

- Feldschwächungen, sodass keine Gasmultiplikation auftritt;

- Der Verstärker verarbeitet die auf die Zähldrähte induzierten Signale erst, wenn diese eine bestimmte Höhe übersteigen.

Dimčovski (37) hat eine Abschätzung der Ansprechwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung dieser unteren Schwelle, gegeben durch den Verstärker, gemacht. Für Protonen hoher Energie, die 2 mm Argon durchlaufen (deponierte Energie 0,5 keV), beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit, bei einer Gasverstärkung von $\sim 10^4$, und einer untern Schwelle von 50 µV (das entspricht ungefähr einem Ionenpaar in der Primärionisation) 99,99% und bei einer Schwelle von 0,1 mV 99,95%. Daraus ist zu sehen, dass man mit den Vieldraht-Kammern bei einer Gasverstärkung von 10^4 - 10^5 sofort hohe Ansprechwahrscheinlichkeiten erhält.

H) Zeitauflösung

Die Zeit, die von der Primärionisation an vergeht. bis das Signal am Ausgang des Verstärkers eintrifft, hängt von folgenden Faktoren ab:

- Ort der Ionisation
- Gasmischung
- Spannung an der Kammer
- Geometrie der Kammer
- Anzahl der erzeugten Primär-Ladungen

Ein weiterer Beitrag ist gegeben durch den Verstärker.

Längs des grössten Teils der Bahn der Elektronen zum Draht beträgt die Feldstärke einige Prozent der Feldstärke in der Multiplikationsregion. Nimmt man eine mittlere Feldstärke von 3000 V/cm an, so beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ungefähr $5 \cdot 10^6$ cm/sek. Das heisst, dass Elektronen, die in unserer Kammer in der Nähe der Elektroden erzeugt werden, ungefähr 200 ns benötigen, um zum Draht zu gelangen.

Bei ionisierenden Teilchen, die den Zähler rechtwinklig zur Zähldrahtebene durchqueren, beträgt, für die Elektronen die den Zähldraht zuerst erreichen, der grösste Abstand vom Draht 2,5 mm, bei einem Drahtabstand von 5 mm. Deshalb sollten die ersten Lawinen innerhalb 50 ns nach dem Teilchendurchgang erzeugt sein. Die Fluktuation der Zeit vom Teilchendurchgang bis die ersten Lawinen aufgebaut sind, nennt man zeitliche Streuung (time jitter).

Wird an einer Stelle eine Lawine aufgebaut und ein Signal erzeugt, dann wird der Zähler an dieser Stelle wegen Feldkompensation für einige Zeit unempfindlich bleiben. Die Zeitdauer wird bestimmt durch die Sammelzeit aller primären Elektronen und ist damit abhängig von der Art der einfallenden Strahlung. Diese Sammelzeit beträgt für unsern Fall ungefähr 200 ns. Zu dieser Zeit kommt ein weiterer Beitrag, nämlich die Zeit, die die positiven Ionen brauchen, um sich aus der unmittelbaren Nähe des Drahtes zu entfernen.

Charpak u.a. (31) geben an, dass die totale Totzeit pro Draht einige 100 ns beträgt. Zählraten von 10^4 - 10^5 pro sek. auf einen Draht können bei MWPC, die zur Ortsbestimmung verwendet werden, verarbeitet werden.

Da bei unserem Zähler smätliche Zähldrähte miteinander verbunden sind, beobachtet man bei solchen Zählraten Pile-up. Dadurch wird die Signalhöhe erhöht. Zählraten von $5 \cdot 10^3$/sek konnten wir mit unseren Zählern jedoch ohne Schwierigkeiten verarbeiten.

2. ZUR KONSTRUKTION DER VIEL-DRAHT-PROPORTIONALZAEHLER

Um grossflächige Elektroden herzustellen, die eine kleine Massenbelegung aufweisen, verwendet man Netze, Drähte oder Folien. Die bei dieser Methode auftretenden Zugskräfte müssen von sehr stabilen Rahmen aufgenommen werden. Die Rahmen müssen aus sehr gut isolierenden Materialien hergestellt sein, da sie in unmittelbarem Kontakt mit der Hochspannung stehen. Die Nachteile, die sich durch diese Bauart ergeben sind:

- das Verhältnis unempfindliche Fläche zur Zählfläche ist gross;
- das Bearbeiten der Isoliermaterialien ist teuer und schwierig;
- keine Abschirmwirkung gegen elektromagnetische Störungen aus der Umgebung;
- hohe Materialpreise für das Isoliermaterial, die Netze oder Drähte.

Diese Nachteile haben wir vermieden, indem wir für unsere Zähler folgende Konstruktion wählten:

Die Hochspannungselektroden sind in einer Sandwichbauweise aus Aluminiumfolie und Hartschaumstoff hergestellt, der die auftretenden Zugkräfte übernimmt. Zudem ist es durch diese Bauweise möglich, den Kontakt zwischen Hochspannungsebene und Rahmen zu vermeiden. Der Rahmen kann aus Aluminium hergestellt werden und bildet, verbunden mit einer Abschirmfolie, einen Faraday-Käfig gegen elektromagnetische Störungen. Im folgenden werden die einzelnen Elemente unserer Vieldrahtkammer beschrieben.

A) Hochspannungselektroden

Aluminium-Folie und Hartschaumstoff werden miteinander verleimt. Wir verwendeten Al-Folie von 10, 15 und 25 µ Dicke. Es hat sich herausgestellt, dass man die als hart bezeichnete Folie verwenden soll, da sie weniger Oelrückstände auf der Oberfläche aufweist und gegen Kratzer unempfindlicher ist. Die Folie wird auf einen speziellen Rahmen gespannt (der Zug beträgt ca. 0,8 kg/cm) (Fig. 14). Der verwendete Hartschaum ist aufgeschäumtes Polymethacrylimid "Rohacell" (38). Nach vielen Versuchen mit verschiedenen Klebstoffen erzielten wir mit Araldit AY103 und Härter HY956 die besten Resultate. Für ein Sandwich werden drei Folien jeweils getrennt durch Schaumstoff verwendet. Die Aufgaben dieser drei Folien sind:

- untere Folie wird benutzt als Hochspannungselektrode;
- mittlere Folie; Signal-return capacitor - sie hat die Aufgabe, die Kapazität gegen Erde zu erhöhen und zudem bringt sie eine höhere mechanische Stabilität der Elektrode.
- obere Folie; sie dient als Abschirmung und ist ebenfalls leitend mit dem Rahmen verbunden (Faraday-Käfig).

Figur 15) zeigt einen Querschnitt durch eine Hochspannungselektrode.

Mit dieser Bauweise können wir Elektroden von 50 - 80 mg/cm^2 herstellen. Einige der Elektroden der Grösse 50 x 50 cm^2 haben wir, nachdem sie mit dem Trägerrahmen verleimt waren, vermessen. In ca. 500 Punkten äquidistant verteilt über die ganze Fläche wurde die Ueberhöhung gemessen. Die Abweichung

benachbarter Punkte betrug im Maximum ±0,1 mm. Das heisst, dass der Abstand der beiden Elektroden innerhalb ±1% gewährleistet ist.

B) Der Rahmen

Der zweiteilige Rahmen besteht aus Aluminium. Jeder Teil wird mit einer Elektrode verleimt. Auf den einen Rahmen werden die Prints (Träger der Drähte) und die Verstärker befestigt. Beide Teile werden verschraubt, als Gasdichtung dient eine weiche 10 µ dicke Al-Folie. HV-, Signal-Stecker und Gaszuleitungen werden direkt am Rahmen montiert.

C) Die Zähldrähte

Als Zähldrähte verwenden wir an der Oberfläche vergoldeten Wolframdraht mit einer Beimischung von Rhenium. Drähte verschiedenen Durchmessers wurden von der Eidgenössischen Materialprüfungsanstalt untersucht. Die Resultate sind in Figur 16) zusammengestellt. Der mittlere elektrische Widerstand der verwendeten Drähte 20 µ ø beträgt 300 Ω/m. Jeder Draht wurde mit 60-70 p gespannt und auf ein am Rahmen befestigtes Print aufgelötet. Der Drahtabstand beträgt 5 mm.

Um den Einfluss der elektrostatischen Kräfte auf die Drahtebene zu untersuchen, haben wir bei einer 1 x 1 m^2 Kammer zwischen einer Drahtebene und einer Elektrode eine Spannung von 5000 V angelegt. Beim Ein- und Ausschalten konnten wir keine Auslenkung der Drähte aus ihrer Ruhelage beobachten.

Als Randdrähte verwenden wir links und rechts je einen 20 µ, 40 µ und 80 µ Draht. Schutzelektroden, die das Feld am Ende der Drähte korrigieren sollen, haben wir nicht montiert.

In allen bisherigen Messungen ist noch nie ein Draht gerissen, Rückstände auf den Drähten infolge chemischer Reaktionen im Gas haben wir nach Durchgang von 10^{10} Teilchen nicht beobachtet. Eine Schnittzeichnung der Kammer ist in Figur 17) gezeichnet. Figur 18) zeigt eine Photographie des geöffneten Zählers.

D) Die Gasmischanlage

Unser Zählgas besteht aus drei Komponenten. Die einzelnen Komponenten gelangen über ein normales Druckreduzierventil aus den Flaschen zu einem Präzisionsventil, an welchem ein konstanter Vordruck eingestellt werden kann. Die Durchflussmenge jeder einzelnen Komponente kann mit einem Nadelventil verstellt und an einem Durchflussmeter abgelesen werden. Die drei Komponenten werden, bevor sie in die Kammer gelangen, gemischt. Die Kammern werden beständig gespült und der Gasdruck innerhalb der Kammern entspricht dem Atmosphärendruck. Das Schema der Gasmischanlage ist in Figur 19) gezeichnet.

E) Der Verstärker

Das Auslesen der Zählersignale erfolgt über einen ladungsempfindlichen Verstärker. Da sämtliche Zähldrähte miteinander verbunden sind, erhält man eine relativ grosse Kammerkapazität. Dies erfordert, um schnell ansteigende Signale am Verstärkerausgang zu erhalten, eine kleine Eingangsimpedanz des Verstärkers. Dadurch erhält man aber auch weitgehende Unabhängigkeit der Anstiegszeit und der Signalform von der Anzahl Zähldrähte.

Als Eingangsstufe des Verstärkers dient eine geerdete Basisschaltung (Transistor Typ 2 N 708). Um den Verstärker mit 50 Ω Last zu betreiben folgen der Eingangsstufe 2 Emitterfolger. Durch den Verstärker werden die Zähldrähte an einem Potential von -0,7 V (virtuelle Erde) gehalten. Das Signal am Ausgang der geerdeten Basisschaltung V_2 ist proportional dem Strom von den Zähldrähten

$$V_2 \sim \frac{R_c \cdot I}{1 + \frac{C}{C_{SR}}}$$

C = gesamte Kammerkapazität

C_{SR} = Signal-Return Capacitor

Die Eingangsimpedanz des Verstärkers beträgt ungefähr 20 Ω.

Für das Signal am Verstärkerausgang ergab die ballistische Eichung

$$\int V_2 dt = Q \cdot 3{,}7\,k\Omega$$

Q = Ladung am Eingang des Verstärkers.

In Fig. 19) ist das Schema des Verstärkers gezeichnet.

3. MESSRESULTATE

A) Test von Gasmischungen

Es wurden verschiedene Gasmischungen untersucht. Als Primärteilchen verwendeten wir Protonen hoher Energie (>6 GeV). Die Signale aus der Kammer wurden in einen Vielkanal-Analysator gegeben und die erhaltenen Pulsgrössenspektren verglichen. Die Resultate sind in Figur 21) für folgende Gaszusammensetzungen gezeichnet:

TAB. 8

Messung	Gasanteil in Volumenprozent		
	Ar	CO_2	CH_4
1	60%	20%	20%
2	70%	20%	10%
3	75%	20%	5%
4	80%	20%	
5	90%	10%	
6	95%	5%	

TAB. 8: Zusammensetzung der Gasgemische in Volumenprozent.

Die Messungen zeigen, dass bei gleichbleibender Hochspannung mit zunehmendem Argongehalt, die Gasmultiplikation steigt. Sehr deutlich ist der Einfluss des Methans zu sehen. Die Gasmultiplikation bei Messung 4 wird nicht nur durch die 5% mehr Argon bewirkt, sondern der Quenching-Effekt des Methans fällt weg. Die, vor allem während des Multiplikationsprozesses, gebildeten Photonen werden von CO_2 schlecht absorbiert. Sie können deshalb weitere Elektronen freisetzen, die wiederum zu einer Lawinenbildung führen. Dies kommt auch darin zum Ausdruck, dass die erhaltenen Spektren beim Argon CO_2 Gemisch immer eine grössere Breite aufweisen als die Spektren der Messungen 1 - 3. Weiter beobachteten wir, dass beim Zufügen von Methan die Anstiegszeiten der Signale kleiner wurden. Da die Driftgeschwindigkeit der Ionen proportional der Feldstärke ist und damit proportional der Spannung, wählten wir als Zählgas die Gasmischung 1.

Abbildung 22 zeigt Signale auf dem KO für diese Gasmischung, bei verschiedenen Gasverstärkungen.

B) Die Gasverstärkung

Die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Hochspannung wurde für die Gasmischung 60% Argon, 20% CO_2, 20% CH_4 mit Protonen (T = 410, 450, 480 MeV), sowie mit γ aus einer Fe^{55} Quelle (5,95 keV) gemessen. Die Messanordnung für die Ionisationsmessung mit Protonen ist in Bild 23) dargestellt. Die Protonen deponieren auf ihrem Weg durch die Zähler 5,96; 5,76; 5,48 keV Energie im Zählgas. Diese Werte sind den dE/dx Tabellen entnommen (39). Die deponierte Energie entspricht einer Primärionisation von ungefähr 200 Ionenpaaren.

Die Eichung des Vielkanal-Analysators wurde mit Rechtecksignalen verschiedener zeitlicher Länge durchgeführt. Einzelne Pulse am Ausgang des Verstärkers haben wir auf dem KO sichtbar gemacht und untersucht. Mit Hilfe von Photographien dieser Signale berechneten wir die mittlere Pulshöhe. In Figur 24) und 25) sind die Eichungen des Vielkanals und Pulsform am Ausgang des Verstärkers dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass nach ca. 60 ns der Abfall des Signals beginnt, d.h. nach Figur 13a), dass ungefähr 20% der gesamten Ladung unser Signal ausmachen. Mit diesen Angaben ist es möglich A zu bestimmen.

$$A = \frac{\text{Kanal} \cdot 6{,}7 \cdot 10^{-12}\ \text{Vs} \cdot 5}{R \cdot \text{primäre Ladung}}$$

$$R = 3{,}7\ \text{k}\Omega$$

Die erhaltenen Gasverstärkungen sind in Bild 26) und die dazugehörenden mittleren Pulshöhen in Bild 27) dargestellt.

Die gemessene Gasverstärkung steigt weniger stark an als die durch die Formel von Korff

$$\ln A \sim V_o^{1/2}\left(\frac{V_o}{V_t} - 1\right)^{1/2}$$ beschriebene.

Der Grund dafür sind wahrscheinlich die Raumladungseffekte, die sich bemerkbar machen.

Diese Raumladungseffekte vermindern das Feld innerhalb der Multiplikationsregion und die Anzahl ionisierender Stösse wird reduziert.

Aus Figur 26) ist ersichtlich, dass bei Spannungen oberhalb 3200 Volt die Gasverstärkung weniger stark zunimmt. Bei einer Spannung von 3400 Volt befinden sich im statischen Fall ungefähr 10^8 Ladungen pro mm auf dem Draht. Bei einer Primärionisation von 200 Elektronen und einer Gasverstärkung von $3 \cdot 10^5$ werden bei der Lawinenbildung ungefähr gleich viel Ladungen in der Drahtnähe erzeugt. Das heisst, dass das Feld empfindlich gestört wird. Die Messungen bestätigen die in Abschnitt 1D beschriebenen Beobachtungen.

Bei einer Primärionisation von 200 Elektronen sollten wir mit der Zählerspannung nicht über 3200 Volt gehen, wenn wir Ionisationsmengen im Proportionalbereich machen wollen. Bei dieser Spannung beträgt die mittlere Signalhöhe ungefähr 30 mV am Verstärkerausgang.

Bei MWPC, die zur Ortsbestimmung verwendet werden und keine Ionisationsmessung durchgeführt wird, erreicht man durch spezielle Gasgemische und höhere Arbeitsspannungen, Gasmultiplikationen von 10^8 (6).

C) Die Energieauflösung

Die Energieauflösung unseres Vieldraht-Proportionalzählers wurde untersucht mit:

- γ-Strahlung einer Fe^{55} -Quelle
- Protonen mit einer kinetischen Energie 490 MeV
- Minimalionisierende Elektronen aus einer Sr^{90} Quelle.

In Figur 28) ist das erhaltene Pulshöhenspektrum bewirkt durch die Strahlung (5,95 keV) der Fe^{55} Quelle aufgezeichnet. Die Messdauer betrug ca. 10 h, danach wurde während derselben Zeit der Untergrund subtrahiert. Der zweite Peak entsteht infolge der 3 keV Konversions-Elektronen aus dem Argon. Die Spannung am Zähler betrug 3100 Volt. Die gemessene Breite in halber Höhe beträgt 22%. Dieser Wert stimmt mit dem in Figur 9) berechneten Wert 18% gut überein. Für höhere Spannungen nimmt die Breite zu.

Figur 29) stellt die Pulshöhenverteilung der Messung mit Protonen dar. Die Hochspannung am Zähler bei dieser Messung war 3100 Volt. Die gemessene Breite in halber Höhe beträgt 42%. Dies ist auch in guter Uebereinstimmung mit dem berechneten Wert in 1E. Die eingezeichneten Punkte stellen die theoretische Verteilung für diesen Fall, berechnet mit den Tabellen von S. Seltzer und M. Berger (31), dar.

Die Messung mit minimal ionisierenden Elektronen bei einer Zählerspannung von 3200 Volt ergaben Breiten in halber Höhe von ungefähr 90%. Auch diese Werte stimmen gut mit den Werten nach Figur 11) überein.

D) Die Konstanz der Pulshöhe

Die Messung wurde mit Protonen von T = 110 MeV am 70 MeV-Kanal des SC im CERN durchgeführt. Der MWPC war auf einem Messtisch montiert, der senkrecht zum Strahl in vertikaler und horizontaler Richtung verschoben werden konnte. Der Querschnitt des Strahls im Zähler betrug 5 x 20 mm^2 (Figur 30)). Die mittlere Pulshöhe wurde aus den erhaltenen Spektren in einem Vielkanal bestimmt. Die Orte der einzelnen Messungen sind in Figur 31) gezeichnet. Die Ergebnisse Figur 32) und 33) zeigen, dass die Schwankungen der Pulshöhe von der Grössenordnung ± 10% sind. Die Schwankung der Pulshöhe wird vor allem durch ungleichen Abstand der Hochspannungselektroden verursacht. Innerhalb des Zählers kann sich bei schlechter Gaszirkulation ein Ueberdruck aufbauen, der den Elektrodenabstand vergrössert. Dadurch wird lokal das elektrische Feld geschwächt und die Gasmultiplikation wird kleiner. Dies kommt in Messung D Figur 32) deutlich zum Ausdruck.

Die beschriebenen Variationen der Pulshöhe sind also, im Vergleich mit den vorhandenen Breiten der Verteilung aus der Ionisationsmessung (20%),kleiner.

E) Zeitliche Schwankung der Signale

Die verwendete Schaltung zur Messung der zeitlichen Schwankungen ist in Figur 34) dargestellt. Als einfallende Teilchen dienten Protonen mit einer kinetischen Energie von 100 MeV. Dabei wurde die Zeitdifferenz zwischen zwei Signalen gemessen. Das Startsignal ist durch ein Koinzidenzsignal von zwei Szintillationszählern gegeben. Das Stopsignal wird durch Low-Level-Diskriminatoren erzeugt, sobald das Kammersignal eine vorgewählte Pulshöhe erreicht hat. Die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopsignal wird in einem TAC übersetzt, in ein Signal mit bestimmter Pulshöhe und in einen Vielkanal-Analysator eingelesen. Das Eichen des Vielkanals wurde durchgeführt, indem die Signale aus den Szintillationszählern und der Vieldraht-Proportionalkammer durch gleichzeitige Rechtecksignale simuliert wurden. Das Stopsignal konnte um einen bekannten Betrag verzögert werden. Die Eichmessung ist dargestellt in Figur 35). Daraus sieht man, dass die Zeit pro Kanal 2 ns betrug.

Betrachtet man die zeitlichen Schwankungen von Signalen, die innerhalb eines festen Fensters liegen, in Abhängigkeit der Zählerspannung, erhält man die folgenden Werte (bei einer unteren Schwelle von 5 mV und einer oberen Schwelle von 9 mV):

TAB. 9

Hochspannung	Zeitliche Schwankung 10% Breite der Verteilung
2800	84 ns
2900	80 ns
2950	72 ns
3000	60 ns
3050	48 ns
3100	40 ns

TAB. 9: Abhängigkeit der zeitlichen Schwankung von der Hochspannung

In Figur 36) sind die erhaltenen Verteilungen bei einer Spannung von 2950 resp. 3100 Volt dargestellt. Der Beitrag auf der rechten Seite der Verteilungen wird zum Teil durch systematische Effekte der Elektronik (Time slewing im LLD) hervorgerufen.

Werden nicht nur die Signalhöhen, die innerhalb eines Fensters liegen betrachtet, sondern wählt man als Stopsignal alle Pulse, die eine Schwelle überragen, erhält man eine Verteilung, welche in Figur 37) dargestellt ist. Als Schwellwert wurde 5 mV gewählt, die Zählerspannung betrug 3100 V. Die 10% Breite der Verteilung betrug für diesen Fall 48 ns. Figur 38) zeigt einige Signale aus dem Zähler bei dieser Messung. Die zeitlichen Schwankungen, gemessen an verschiedenen Orten des Zählers, bleiben gleich gross für einen bestimmten Schwellenwert bei einer gegebenen Zählerspannung. Schwankungen treten dann auf, wenn die Pulshöhen von Ort zu Ort stark variieren. Die Messungen bestätigen die Ueberlegungen aus Abschnitt 1H. Da die Zähler vor allem für Experimente mit seltenen Ereignissen gedacht sind, sind diese zeitlichen Schwankungen tragbar.

F) Die Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Vieldraht-Proportionalzähler für geladene Teilchen die den Zähler senkrecht zur Drahtebene durchqueren, wurde mit Hilfe von zwei MWPC bestimmt. Wir verwendeten ein Hodoskop aus Vieldraht-Proportionalzählern, weil wir feststellten, dass bei der Messung von sehr hohen Ansprechwahrscheinlichkeiten diese mit einem Hodoskop aus Szintillationszählern immer schlechter ausfielen als bei Verwendung eines Hodoskopes mit MWPC.

Verglichen wurde die Anzahl Koinzidenzen der beiden äussern Zähler mit der Anzahl Koinzidenzen der beiden äussern Zähler und des mittleren Proportionalzählers. Die zur Messung verwendete Schaltung ist in Figur 39) gezeichnet.

Die einfallenden Teilchen waren Protonen mit einer kinetischen Energie von 100 MeV. Die Schwellenwerte der Diskriminatoren betrug 5 mV. Die empfindliche Zählfläche betrug 50 x 50 cm^2 und die mittlere Zählrate ca. 10^4 Protonen pro sek. In Figur 40) ist die gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit dargestellt. Die Kurve wurde mit 2 andern Zählern reproduziert.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Pulslänge aus Shaper B (Schaltung Figur 39)) ist in Figur 41) dargestellt. Die Betriebsspannung der Zähler war 3000 V. Die Pulslänge aus dem Shaper A wurde konstant gehalten und betrug 50 ns. Dieses Signal wurde mit Hilfe von simulierten gleichzeitigen Signalen an den Eingängen der Low-Level-Diskriminatoren bei jeder Messung durch zeitliche Verzögerung in die Mitte des Pulses aus Shaper B gesetzt.

G) Ionisationsmessungen

Ionisationsmessungen haben wir am 70 MeV Kanal des SC im CERN durchgeführt. Die Messanordnung ist in Figur 42) dargestellt. Durch eine Reichweitemessung der Protonen haben wir den Impuls der einfallenden Protonen in Abhängigkeit des Magnetstromes MC gemessen.

Die Ionisationsmessungen wurden bei folgenden Protonenenergien gemessen:

TAB. 10

kinetische Energie MeV	β	Deponierte Energie im Zähler (berechnet)	Primäre Ionenpaare
112	0,45	13,1 keV	470
87	0,4	16,2 keV	580
65	0,35	20,2 keV	720

TAB. 10: kinetische Energie und deponierte Energie der zur Ionisationsmessung verwendeten Protonen.

Den Energieverlust der Protonen innerhalb des Gasvolumens berechneten wir mit Hilfe der dE/dx Tabellen. Innerhalb des Gasvolumens durchqueren die Protonen Material von $2{,}84 \cdot 10^{-3}$ gr/cm.

Mit der Bedingung $M_c \; E \approx 10^8$ eV erhält man eine kritische Gasmultiplikation von ungefähr 10^4 für Protonen mit T = 87 MeV, d.h., dass bei diesen Messungen als Betriebsspannung

der Zähler 2800 - 2900 Volt gewählt werden sollte. Mit einer Betriebsspannung von 2900 Volt erhielten wir am Vielkanal-Analysator folgende mittlere Pulshöhen:

TAB. 11

kinetische Energie der Protonen in MeV	mittlere Pulshöhe (Kanal-Nr.) gemessen	erwartet
112	146	146
87	170	180
65	208	224

TAB. 11: Mittlere Pulshöhen (Kanalnummer) bei Proportionalitätsmessungen mit Protonen. (Die erwarteten mittleren Pulshöhen wurden auf die Messung mit Protonen T =112 MeV bezogen)

Bei höheren Betriebsspannungen verschlechtert sich die Linearität, da durch Raumladungseffekte der Lawinenaufbau gestört wird.

Ionisationsmessungen mit Protonen von 480 resp. 410 MeV kinetischer Energie (deponierte Energie im Zähler 6 keV resp. 5,5 keV) ergaben mittlere Pulshöhen im Kanal 63 resp. 72. Die Resultate sind in Figur 43) dargestellt.

Die Messungen zeigen, dass die Linearität über einen Faktor drei gewährleistet ist.

Z U S A M M E N F A S S U N G

Die Messergebnisse zeigen, dass der von uns gebaute Vieldraht-Proportionalzähler die in der Zielsetzung geforderten Eigenschaften erfüllt.

- Durch die gewählte Konstruktion ist das Verhältnis empfindliche Fläche zu Gesamtfläche gross. Es ist leicht möglich, diese Konstruktion auch beim Bau grösserer Zähler anzuwenden. Wir haben einen Zähler mit 1 x 1 m^2 Zählfläche gebaut. Die Kammer war unterteilt in 3 Sektionen mit je einem Verstärker. Bei einer guten Gaszirkulation erhielten wir dieselben Signalformen und Pulshöhen wie bei den kleinen Zählern.

- Die untere Grenze der Massenbelegung für eine Elektrode beträgt bei geeigneter Wahl des Hartschaums und der Al-Folie ca. 40 mg/cm^2.

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler ist sehr hoch.

- Zählraten bis $5 \cdot 10^3$ Teilchen/sek können bei Ionisationsmessungen verarbeitet werden.

- Der technische Aufwand solche Vieldraht-Proportionalzähler herzustellen, sowie der finanzielle Aufwand die Zähler zu betreiben ist gering. Das Zählgas Argon, Methan und CO_2 kann als Gemisch gekauft werden.

- Verwendet man die Kammern nur als Zähler ohne Ionisationsmessung, kann man durch die Wahl einer geeigneten Gasmischung (z.B. "Magic Mixture" Argon, Isobutan, $CBrF_3$ (40)) bis zu einem Faktor 100 mal höhere Signale erhalten. Zudem können höhere Zählraten verarbeitet werden.

Gegenwärtig wird ein Triggerzähler mit "Magic Mixture" getestet. Die Zähldrähte sind in zwei Gruppen zusammengefasst und die Signale werden in zwei Differentialverstärkern verarbeitet, die so geschaltet sind, dass sie auf Zählimpulse ansprechen, elektromagnetische Störungen jedoch weitgehend unterdrücken.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

1a B.B. ROSSI, H.H. STAUB:
Ionization Chambers and Counters
Mc Graw Hill, p. 97 (1949)

1b B.B. ROSSI, H.H. STAUB:
Ionization Chambers and Counters
Mc Graw Hill, p. 14 (1949)

1c B.B. ROSSI, H.H. STAUB:
Ionization Chambers and Counters
Mc Graw Hill, p. 38 (1949)

2 G. CHARPAK, R. BOUCLIER, J. FAVIER, Č. ZUPANČIČ:
Nucl.Instr.Meth. 62, p. 235 (1968)

3 K. BORER, G. CZAPEK, H. KASPAR, P.G. SEILER:
Nucl.Instr.Meth. 95, p. 285 (1971)

4 H. BUCHHOLZ:
Elektrische und magnetische Potentialfelder
Springer-Verlag, Berlin, 3.11 (1957)

5 G.A. ERSKINE:
Electrostatic Problems in MWPC
CERN Report (noch nicht veröffentlicht)

6 G. CHARPAK:
The Evolution of Filmless Spark Chambers
Annual Review of Nuclear Science Vol.20, p. 195 (1970)

7 E.T. WHITTAKER, G.N. WATSON:
Modern Analysis
Cambridge University Press, p. 21 (1902)

8 A. NAVARRO:
Réalisation d'une Chambre Proportionelle Multiplan
Thèse, Université de Strassbourg (1970)

9 S.C. BROWN:
Basic Data of Plasma Physics
MIT-Press, Second Edition (1966)

10 Handbook of Physics
4 - 180
Mc Graw Hill, Second Edition

11 O.C. ALLKOFER:
Spark Chambers, p. 28
Verlag Karl Thiemig K.G., München (1969)

12 S.A. KORFF:
Electron and Nuclear Counters, p. 89
D. Van Nostrand Company Inc., New York (1946)

13 L.B. LOEB:
Basic Processes of Gaseous Electronics
University of California Press, Berkeley (1955)

14a H.W. FULLBRIGHT:
Handbuch der Physik 45, p. 19
Springer-Verlag, Berlin (1958)

14b H.W. FULLBRIGHT:
Handbuch der Physik 45, p. 10
Springer-Verlag, Berlin (1958)

15a C.L. YUAN, C.S. WU:
Methods of Experimental Physics 5A, p. 43
Academic Press, New York (1961)

15b C.L. YUAN, C.S. WU:
Methods of Experimental Physics 5A, p. 103
Academic Press, New York (1961)

15c C.L. YUAN, C.S. WU:
Methods of Experimental Physics 5A, p. 113
Academic Press, New York (1961)

15d C.L. YUAN, C.S. WU:
Methods of Experimental Physics 5A, p. 117
Academic Press, New York (1961)

15e C.L. YUAN, C.S. WU:
Methods of Experimental Physics 5A, p. 8
Academic Press, New York (1961)

16 Handbook of Chemistry and Physics
E 56/E 62
52nd Edition

17a W. FRANZEN, L.W. COCHRAN:
Nuclear Instruments and their Uses
A.H.Snell Editor Vol. 1, p. 27
John Wiley & Sons Inc., New York (1962)

17b W. FRANZEN, L.W. COCHRAN:
Nuclear Instruments and their Uses
A.H. Snell Editor Vol. 1, p. 15
John Wiley & Sons Inc., New York (1962)

18 S.C. CURRAN, J. ANGUS, A.L. COCKROFT:
Phil.Mag. 40, p. 36 (1949)

19 B. PONTECORVO:
Helv.Phys.Acta 23, Suppl. 3, p. 97 (1950)

20 T.E. BORTNER, G.S. HURST:
Phys.Rev. 93.6, p. 1236 (1954)

21 C.E. MELTON, G.S. HURST, T.E. BORTNER:
Phys.Rev. 96.3, p. 643 (1954)

22 A.L. HODSON, A. LORIA, N.V. RYDER:
Phil.Mag. 41, p. 826 (1950)

23 G. CHARPAK, D. RAHM, H. STEINER:
Nucl.Instr.Meth. 80, p. 13 (1970)

24 M.E. ROSE, S.A. KORFF:
Phys.Rev. 59, p. 850 (1941)

25 D. RAPP, P. ENGLANDER-GOLDEN:
Journ. of Chem. Phys. 43.5, p. 1464 (1965)

26 H.J. STUCKENBERG:
Red Report DESY 69/49 (1968)

27 G.C. HANNA, D.H.W. KIRKWOOD, B. PONTECORVO:
Phys.Rev. 75, p. 985 (1949)

28a D. WEST:
Progress in Nuclear Physics 3, p. 24
Editor O.R. Frisch
Pergamon Press Ltd., London (1953)

29 S.C. CURRAN, A.L. COCKROFT, J. ANGUS:
Phil.Mag. 40, p. 929 (1949)

30 U. FANO:
Phys.Rev. 72, p. 36 (1947)

31 S. SELTZER, M. ROGER:
Nucl.Sc.Series
Report 39 (1944)

32 O. BLUNK, S. LEISEGANG:
Z.Physik 128, p. 500 (1950)

33 O. BLUNK, K. WESTPHAL:
Z.Physik 130, p. 641 (1951)

34 D. WEST:
Proc.Phys.Soc. 66A, p. 306 (1953)

35 D.H. WILKINSON:
Ionization Counters and Chambers
Cambridge University Press (1950)

36 G.R. RICKER Jr., J.J. GOMEZ:
Rev.Scient.Instr. 40/2, p. 227 (1969)

37 Z. DIMČOVSKI:
CERN, Rapport interne NP 70-30 (1970)

38 P. BAUER:
PMI-Hartschaumstoff
Sonderdruck aus Kunststoff-Rundschau 17, Heft 4 (1970)

39 W.P. TROWER:
High Energy Particle Data
Vol. II, 48th Ed. (1966)

40 R. BOUCLIER, G. CHARPAK, Z. DIMCOVSKI, G. FISCHER, F. SAULI, G. COIGNET, G. FLUEGGE
Nucl. Instr. Meth. 88 , p. 149(1970)

Koordinatensystem und Parameter

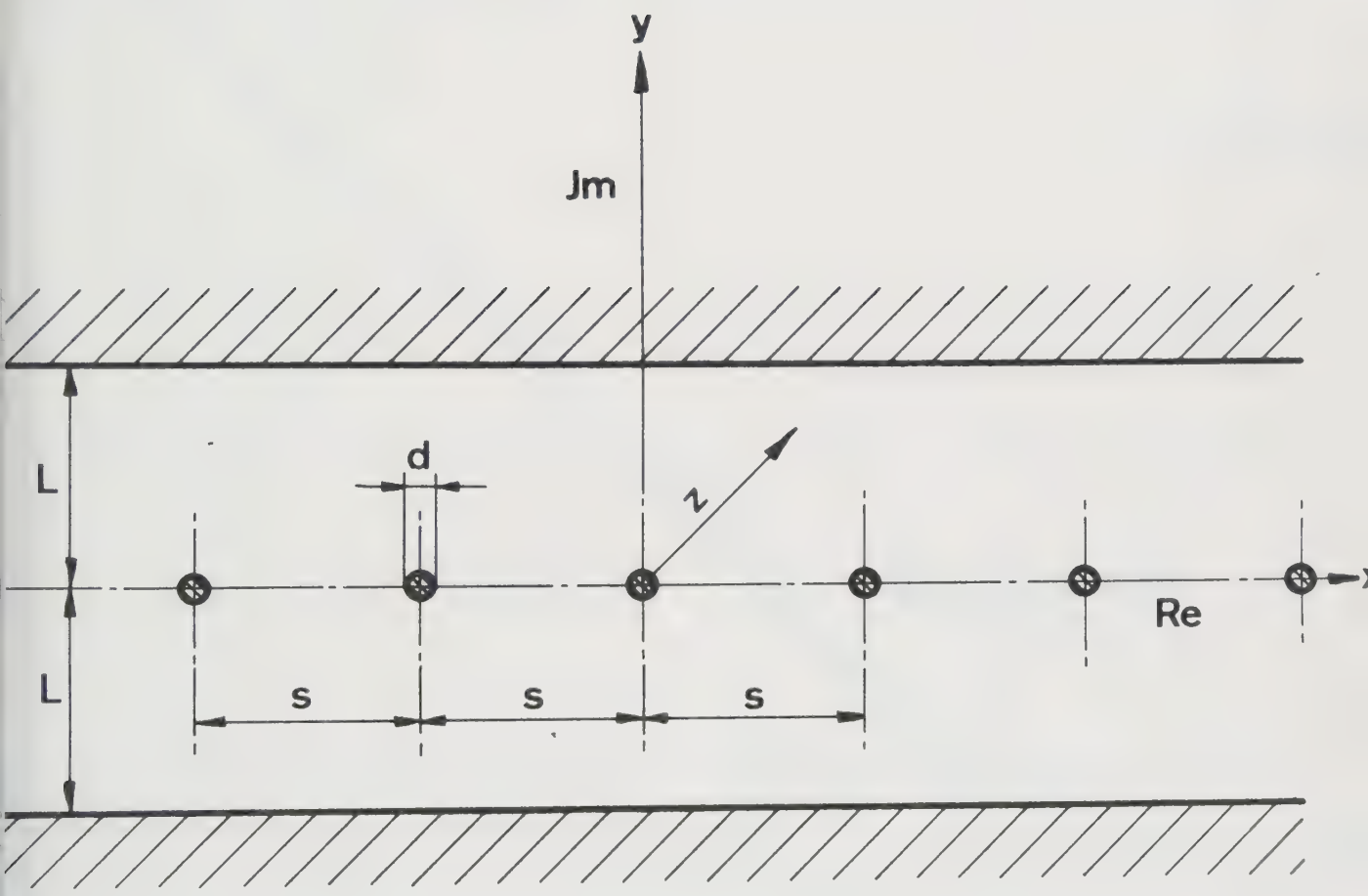


Fig.1

Elektrische Feldstärke

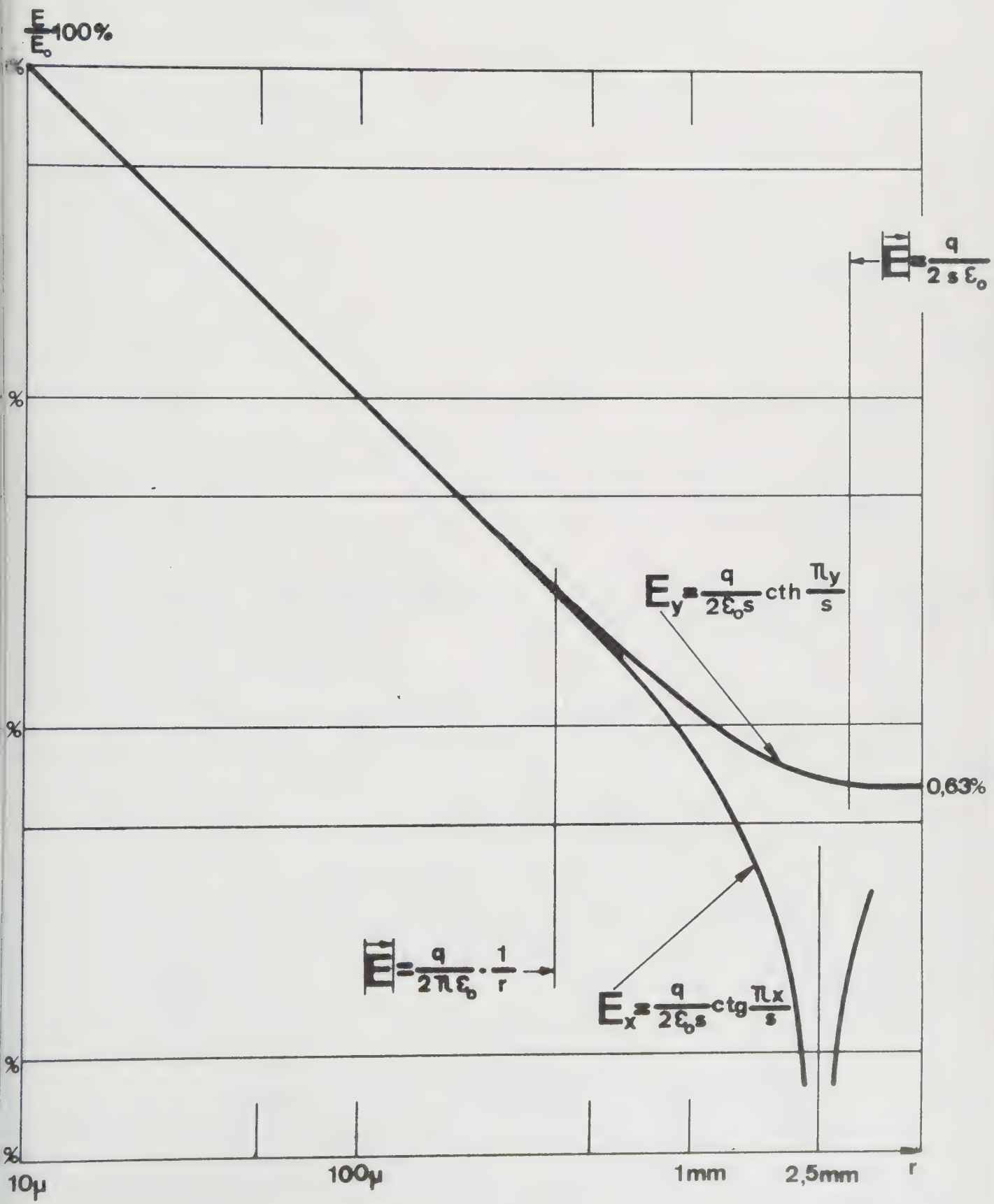


Fig. 2

Feldverhältnisse

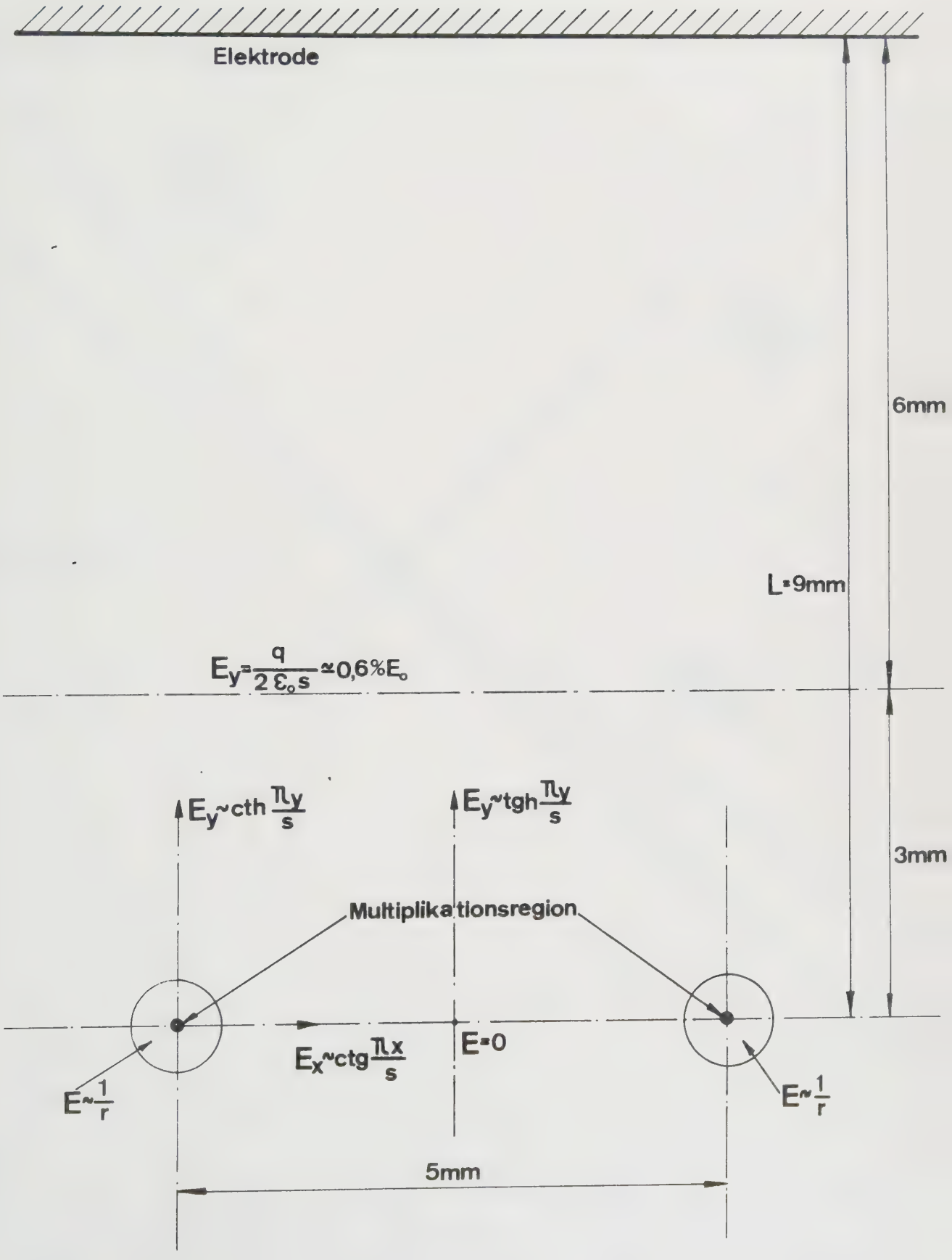


Fig. 3

Änderung der Feldstärke an der Drahtoberfläche

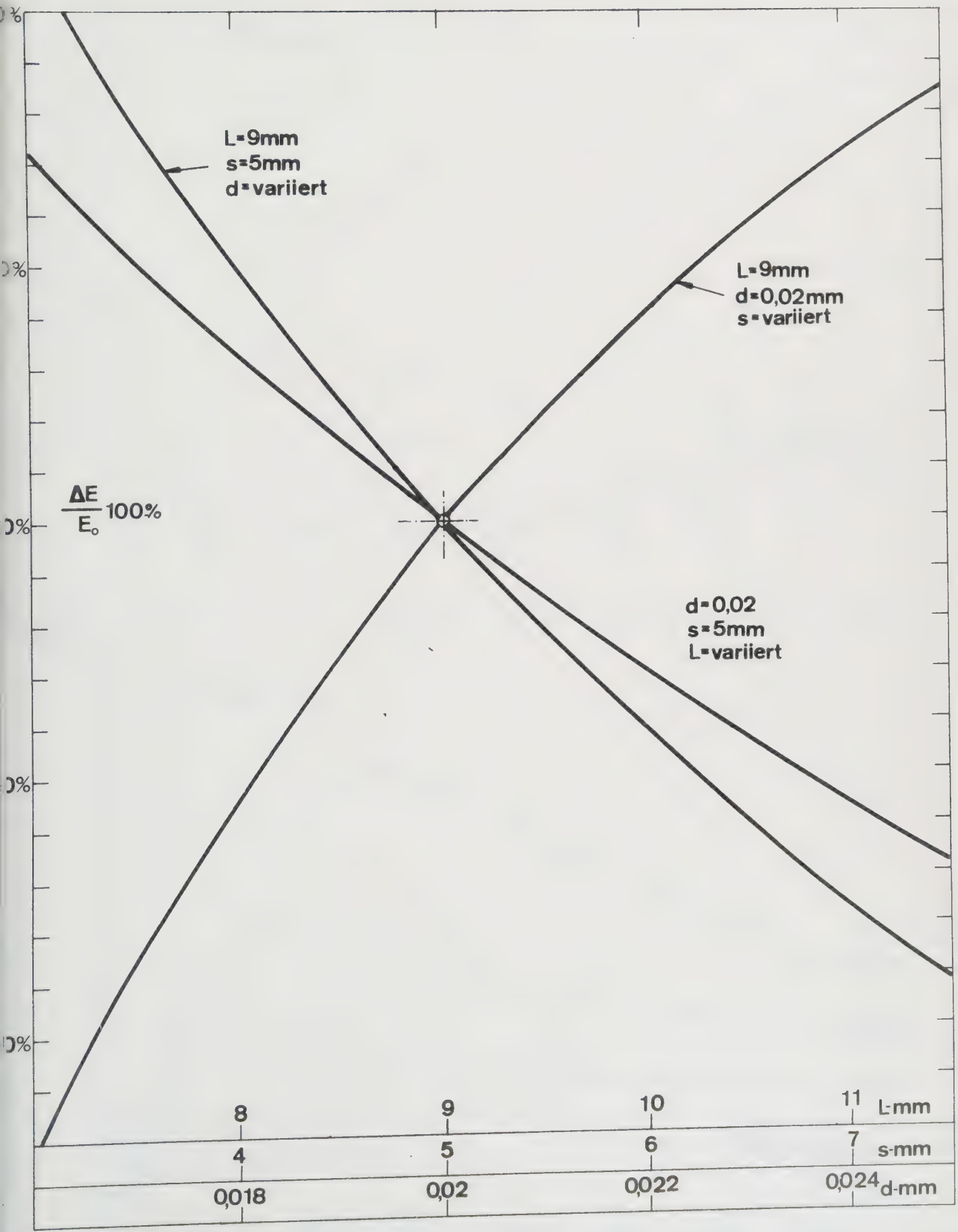
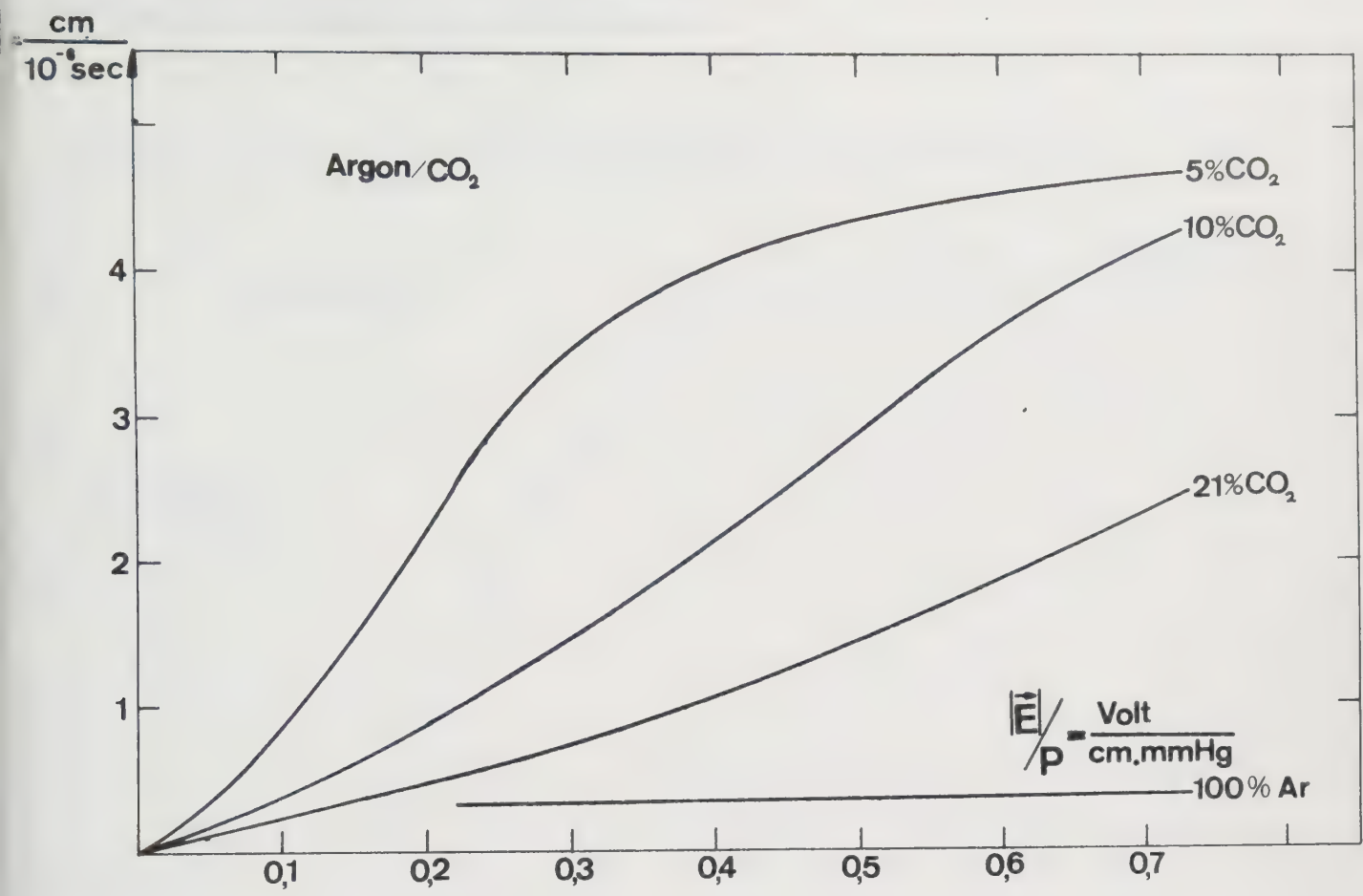


Fig. 4

Driftgeschwindigkeit von Elektronen



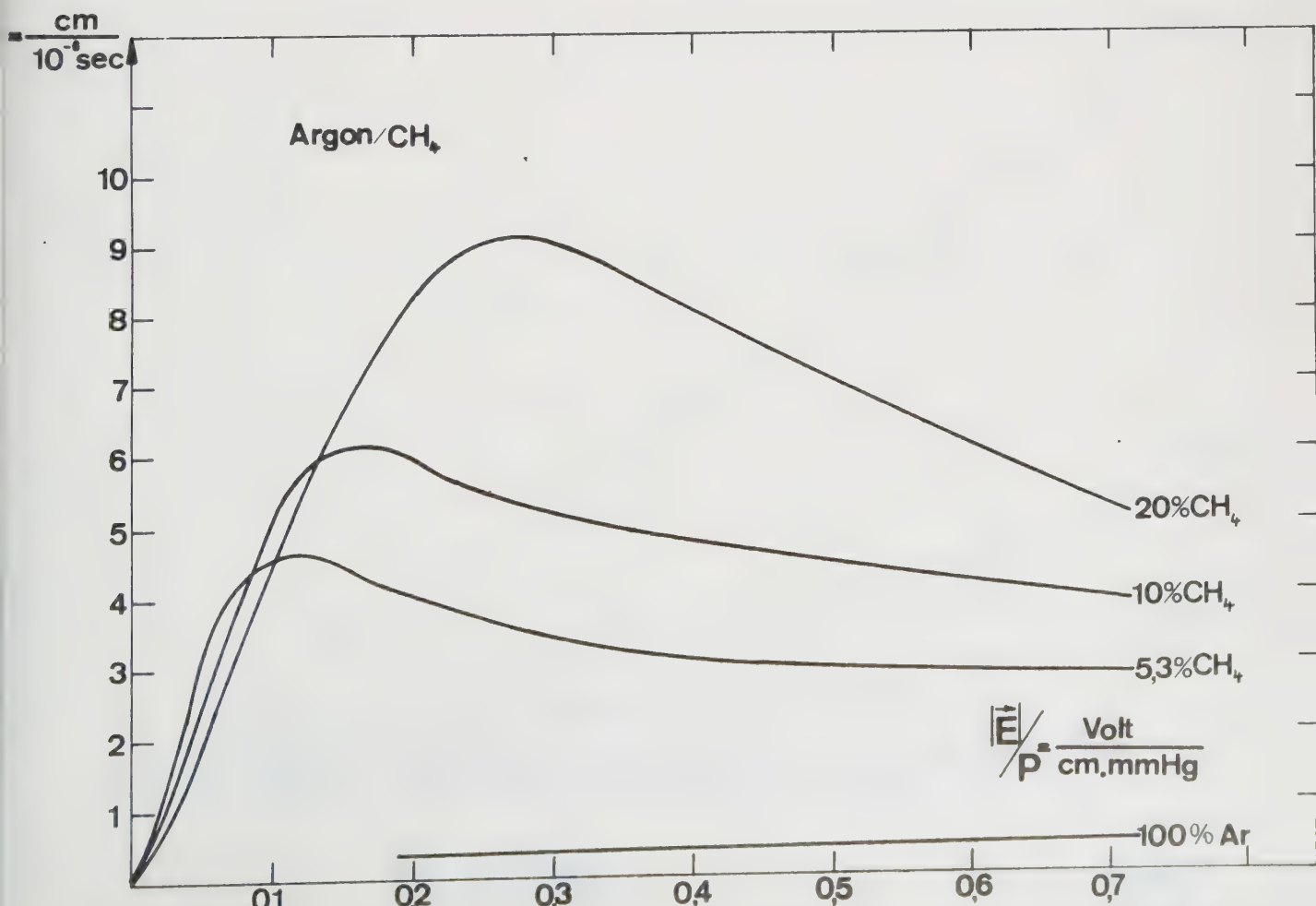


Fig. 5

Driftgeschwindigkeit von Elektronen

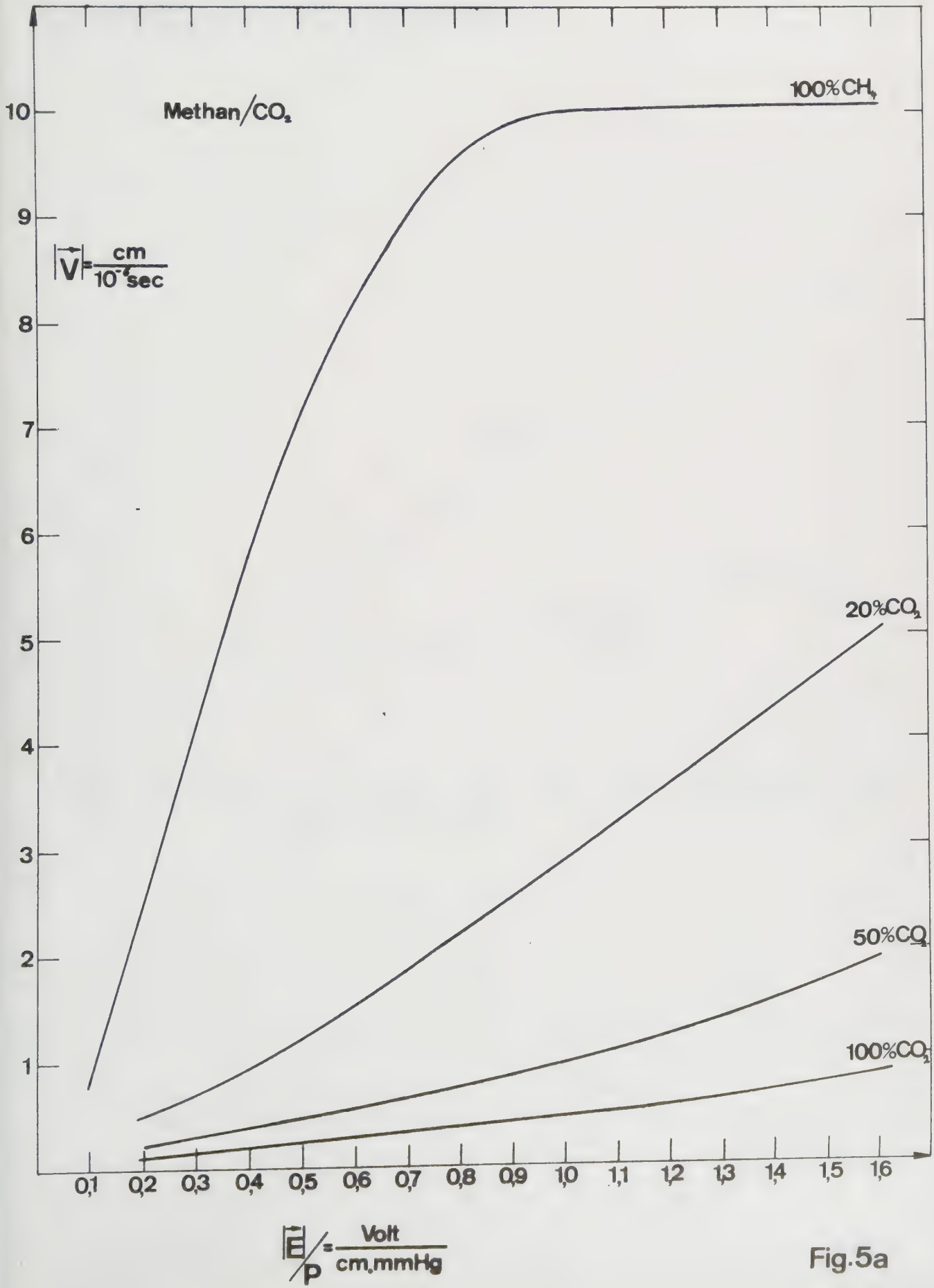


Fig.5a

W_{ij} für Ar/CO_2 und Ar/CH_4 Mischungen

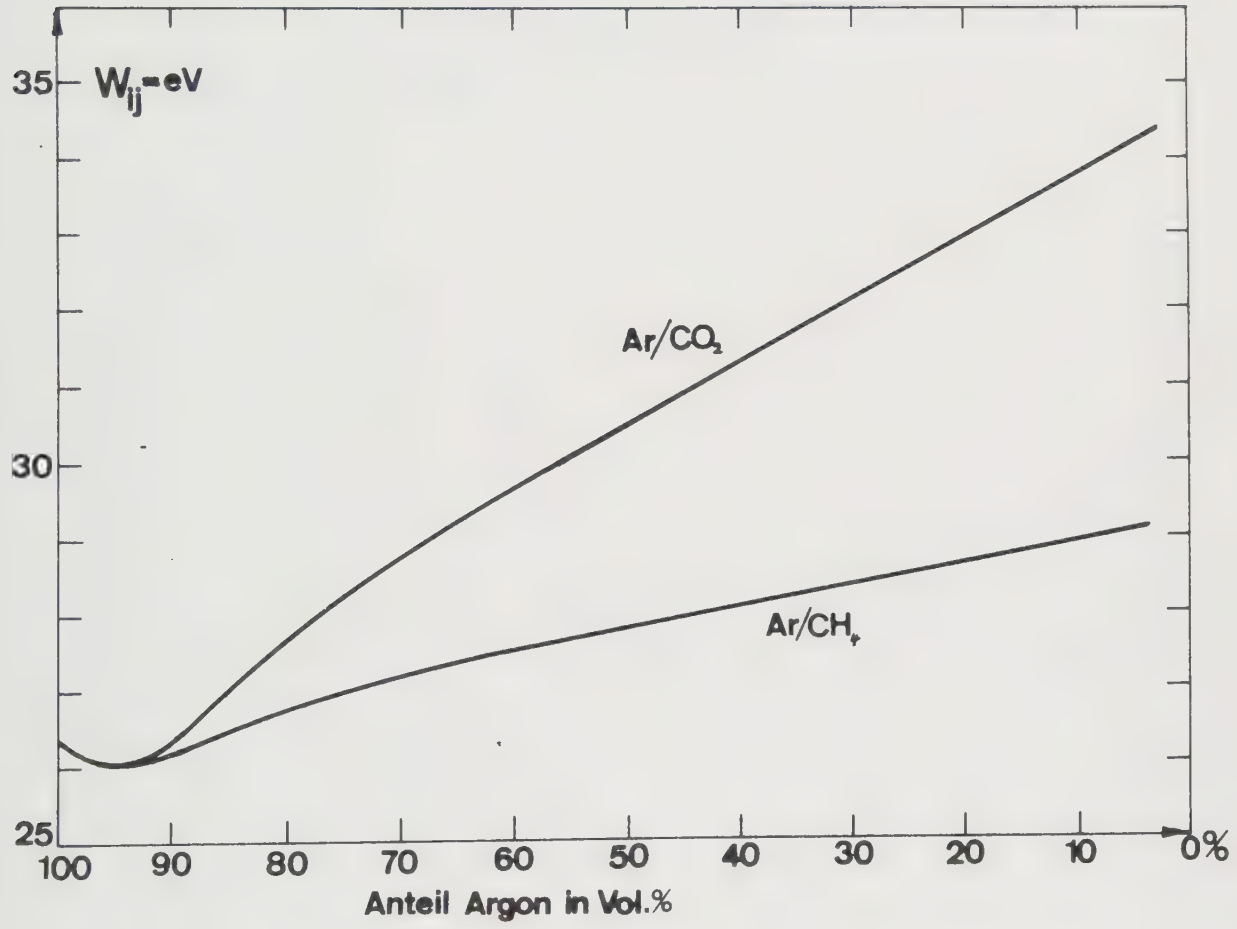


Fig.6

Totaler Wirkungsquerschnitt

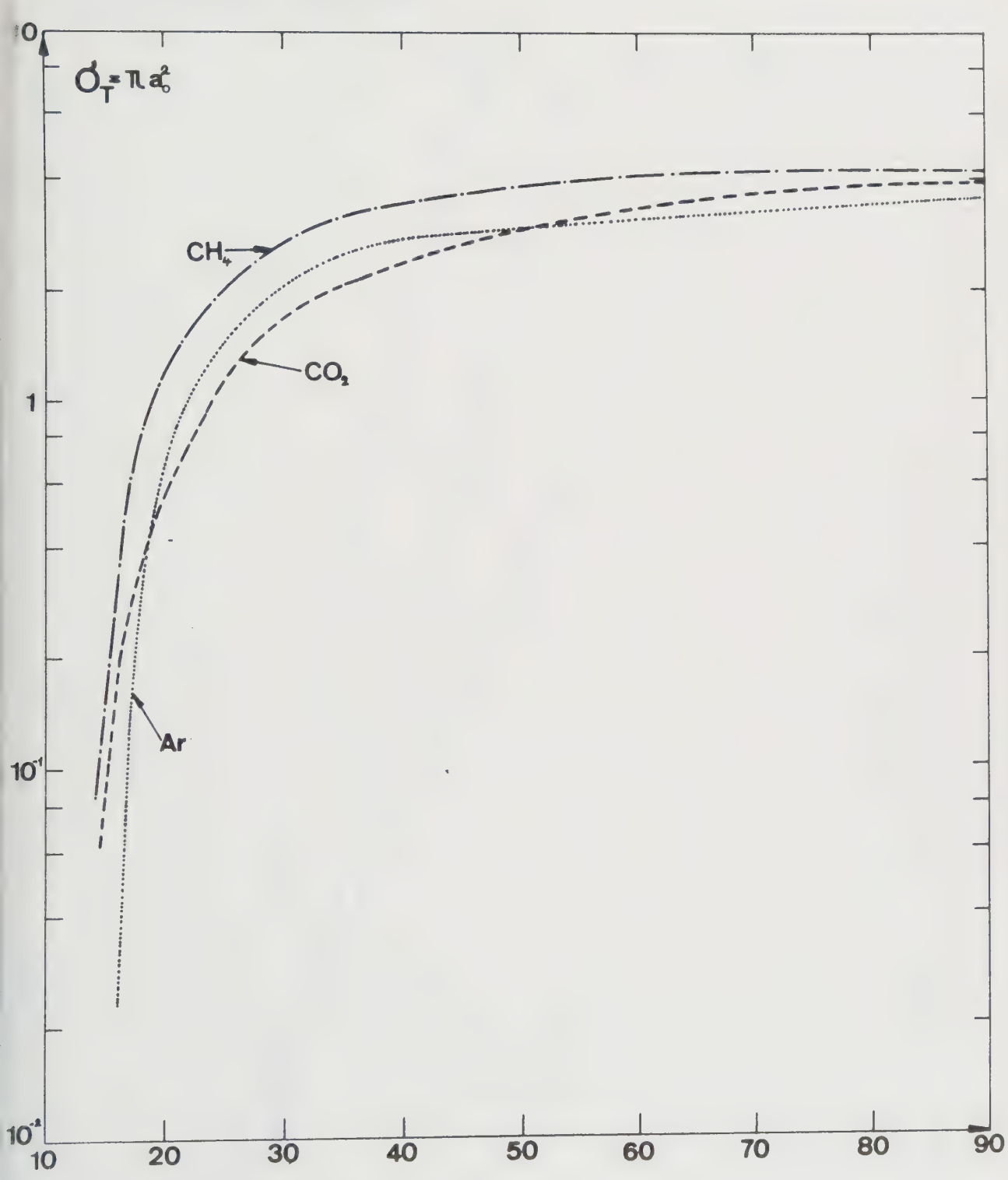


Fig.7

otaler Wirkungsquerschnitt

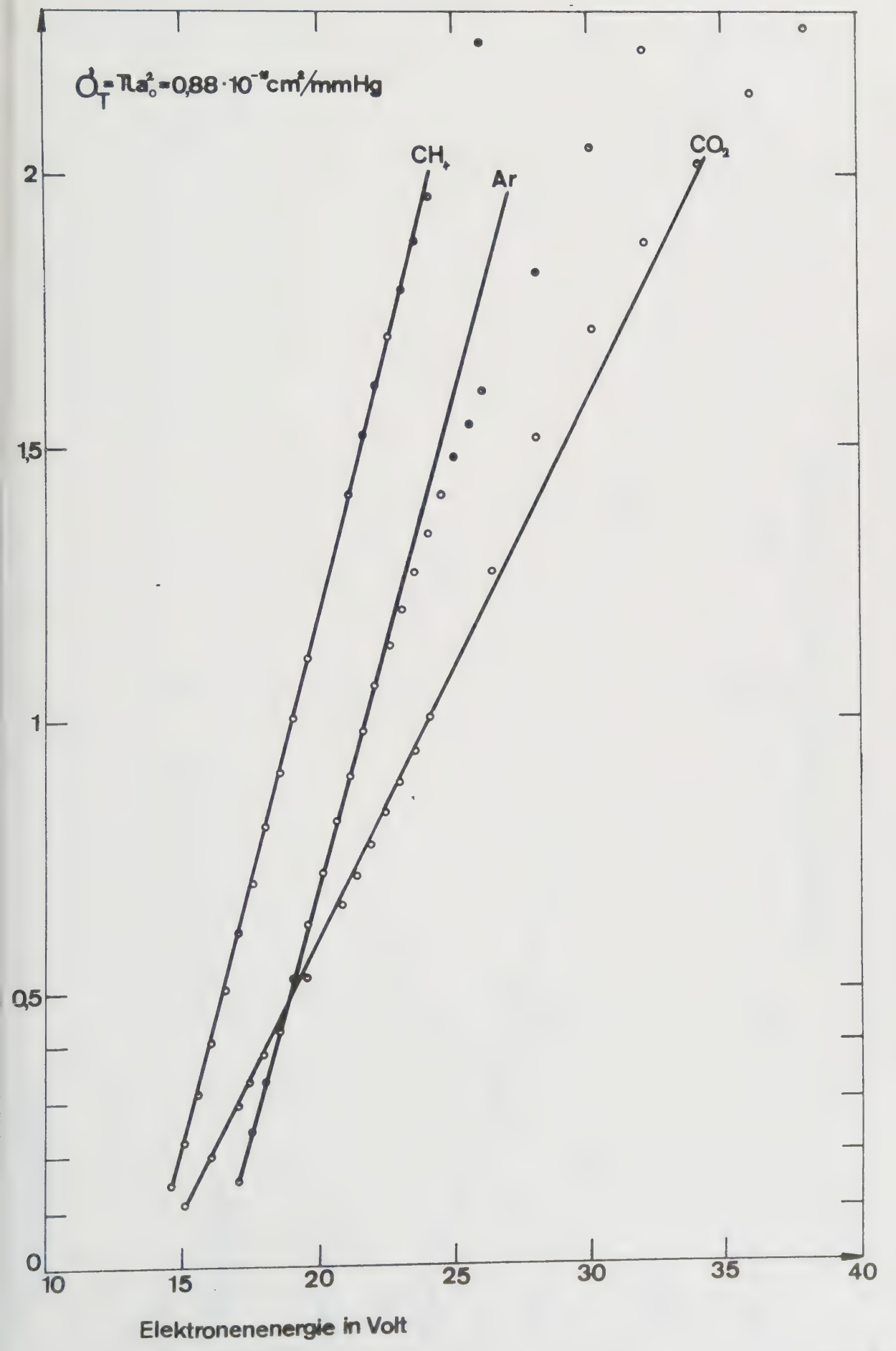


Fig.7a

Potentialverlauf

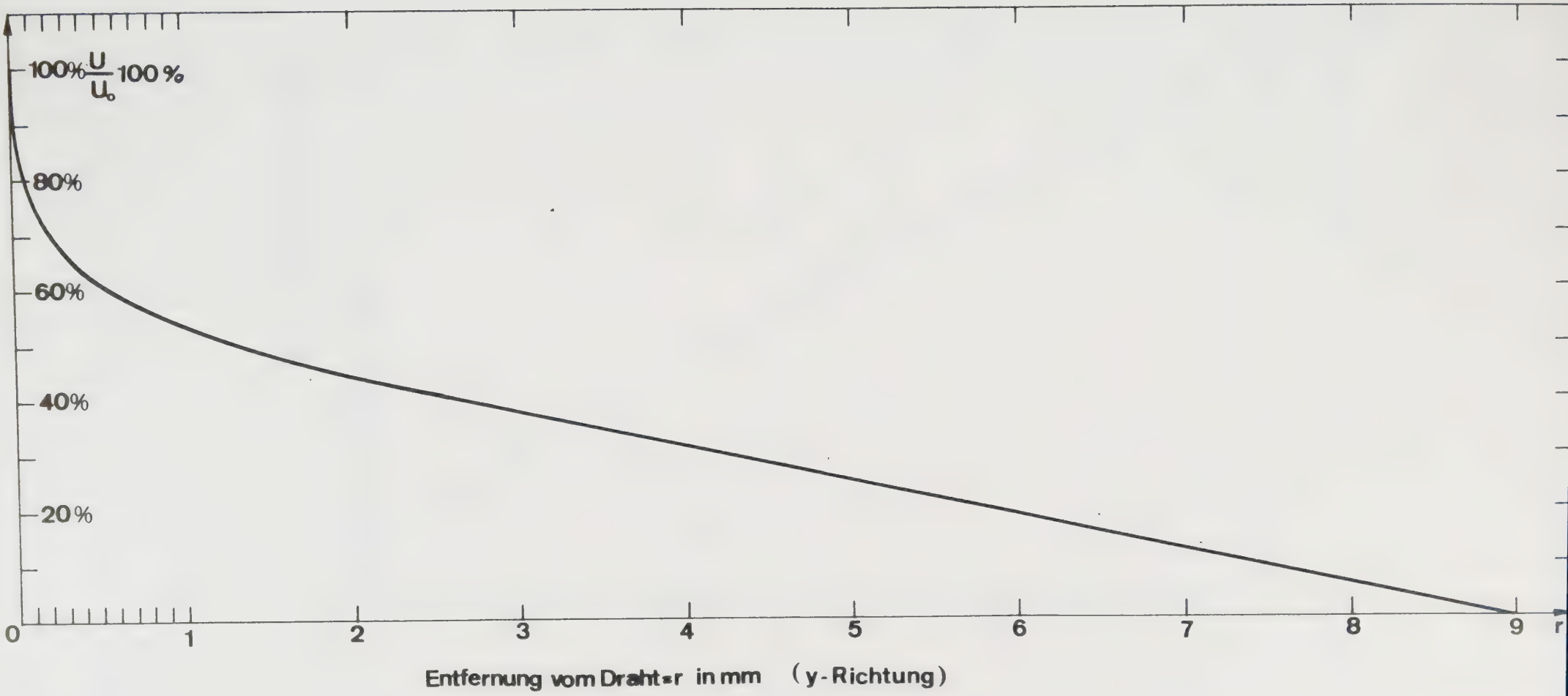


Fig.8

Potentialverlauf

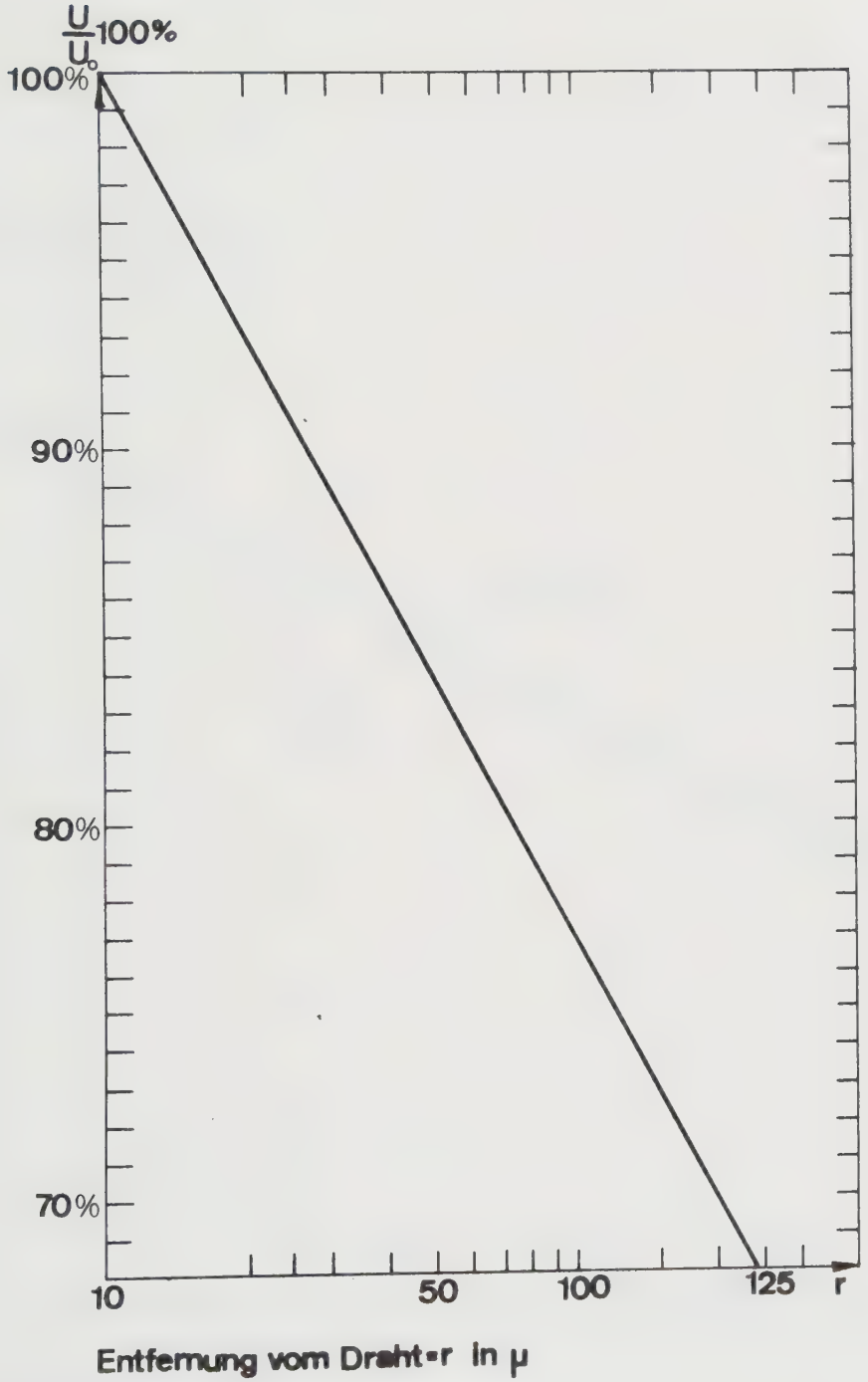


Fig.8a

FWHM für stoppende Teilchen

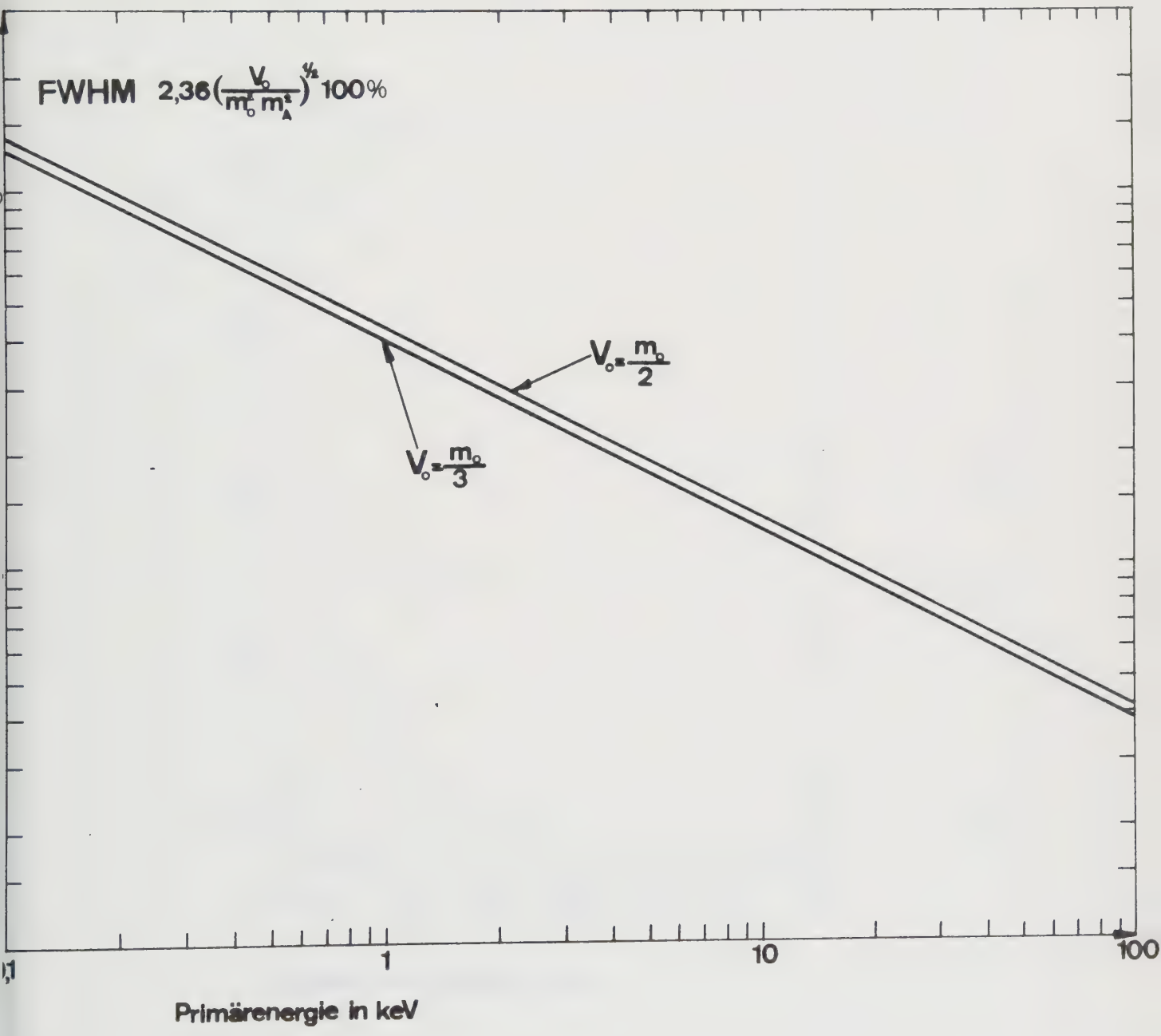


Fig. 9

ξ für 1cm Argon

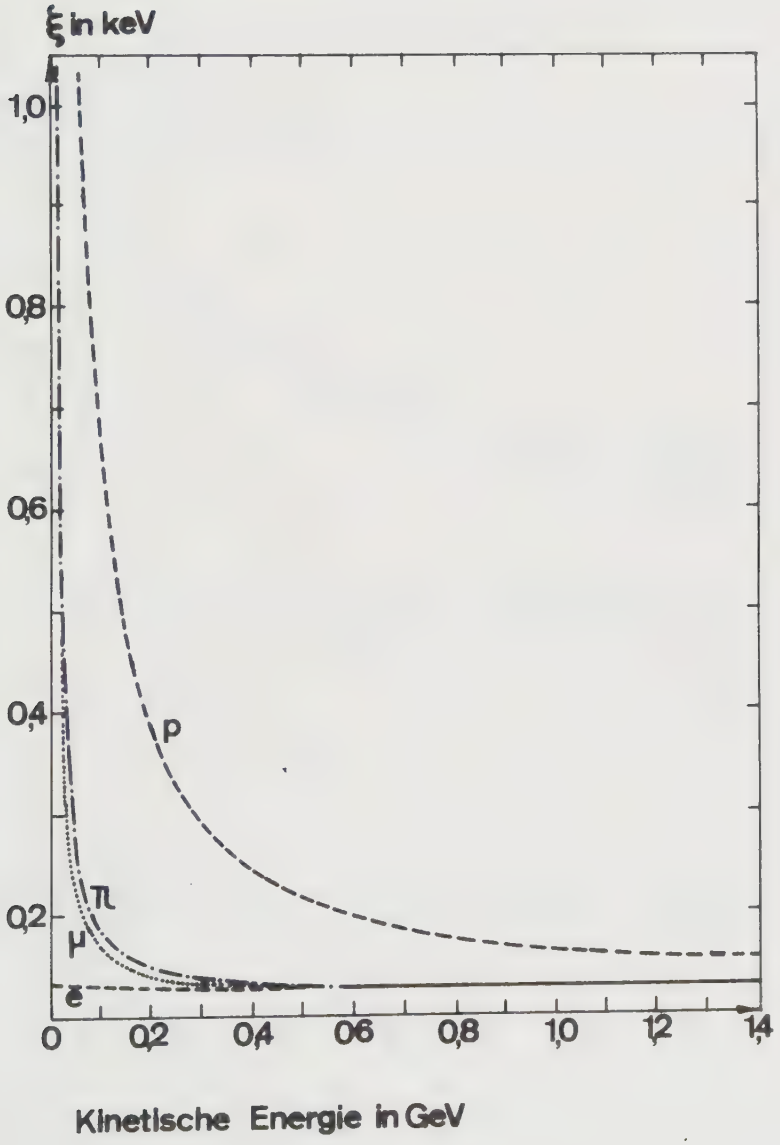


Fig.10

FWHM für Elektronen

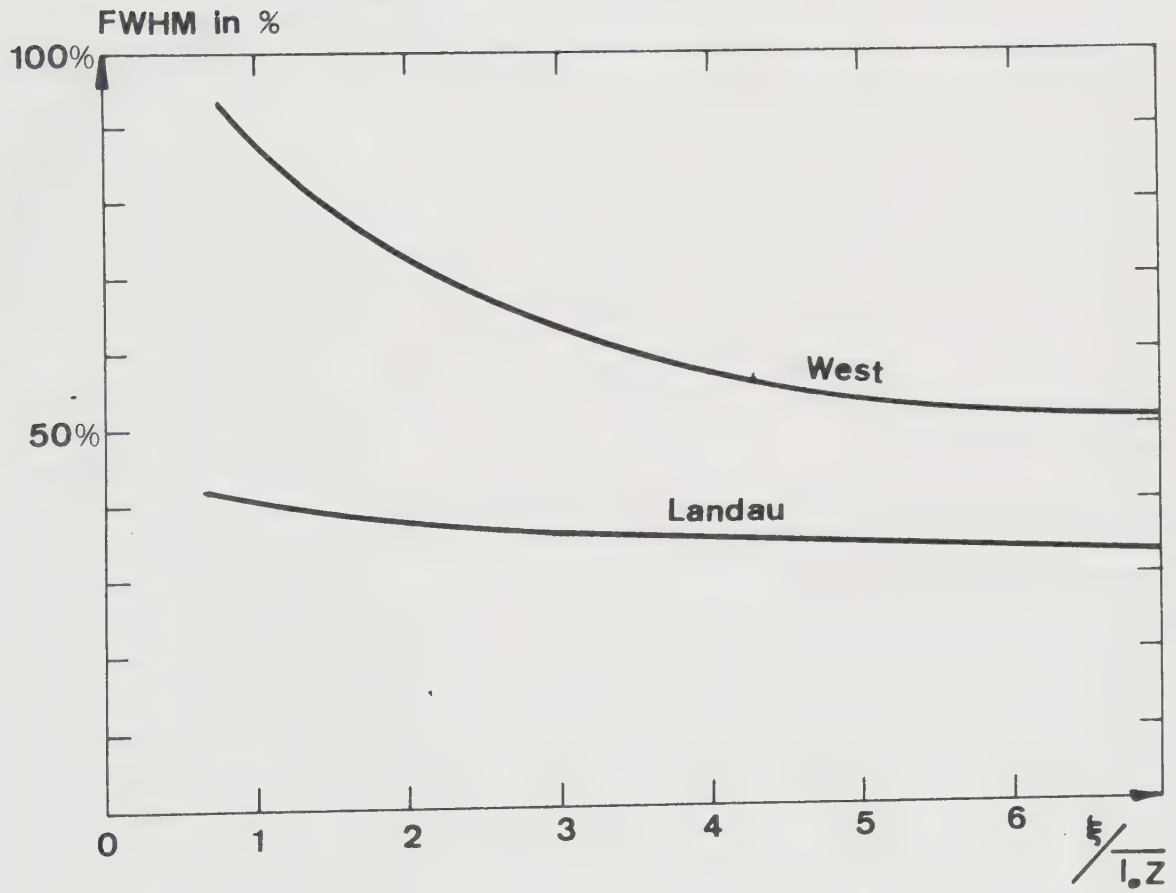


Fig. 11

Bewegung der Ladung

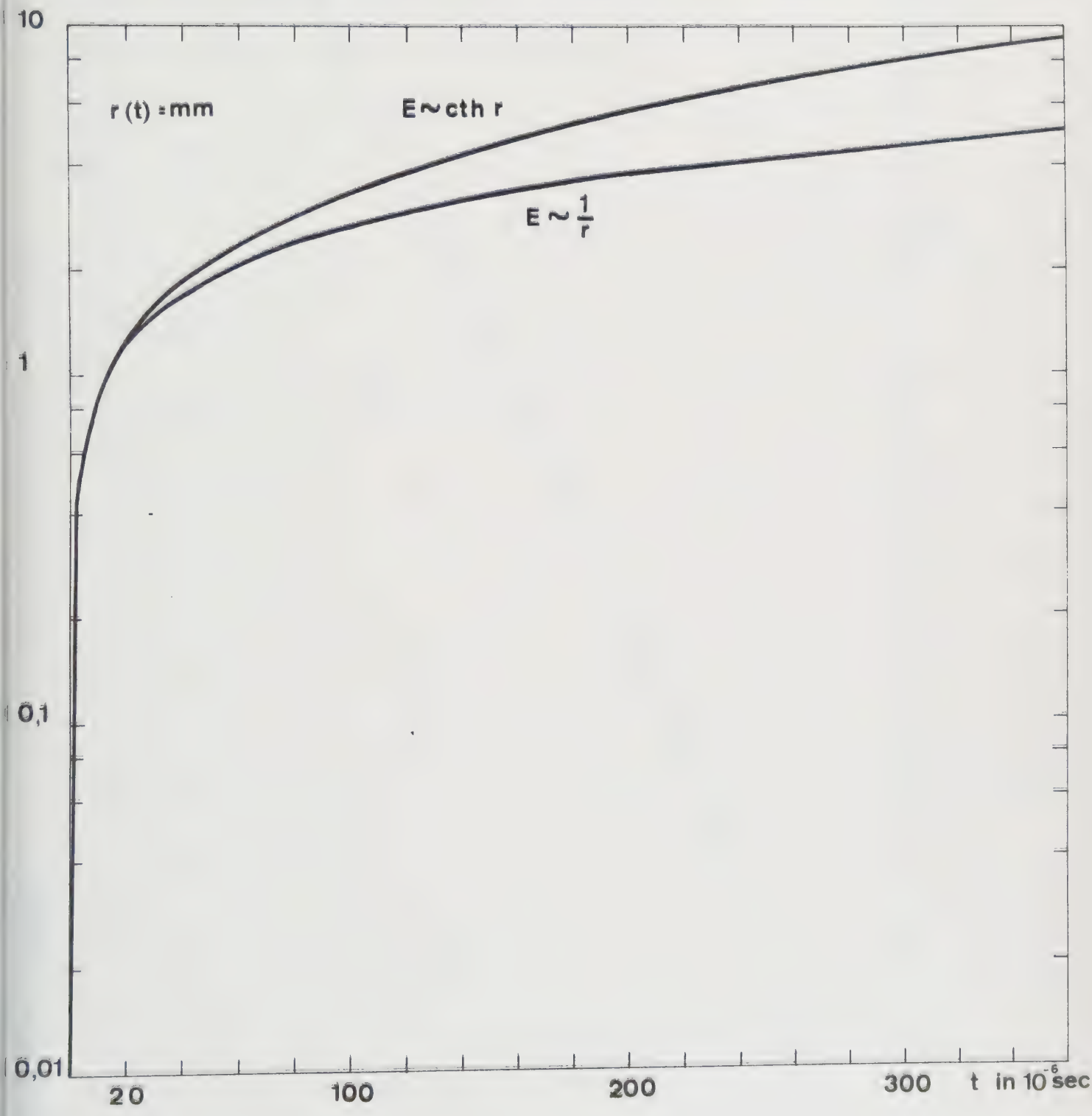


Fig. 12

Bewegung der Ladung

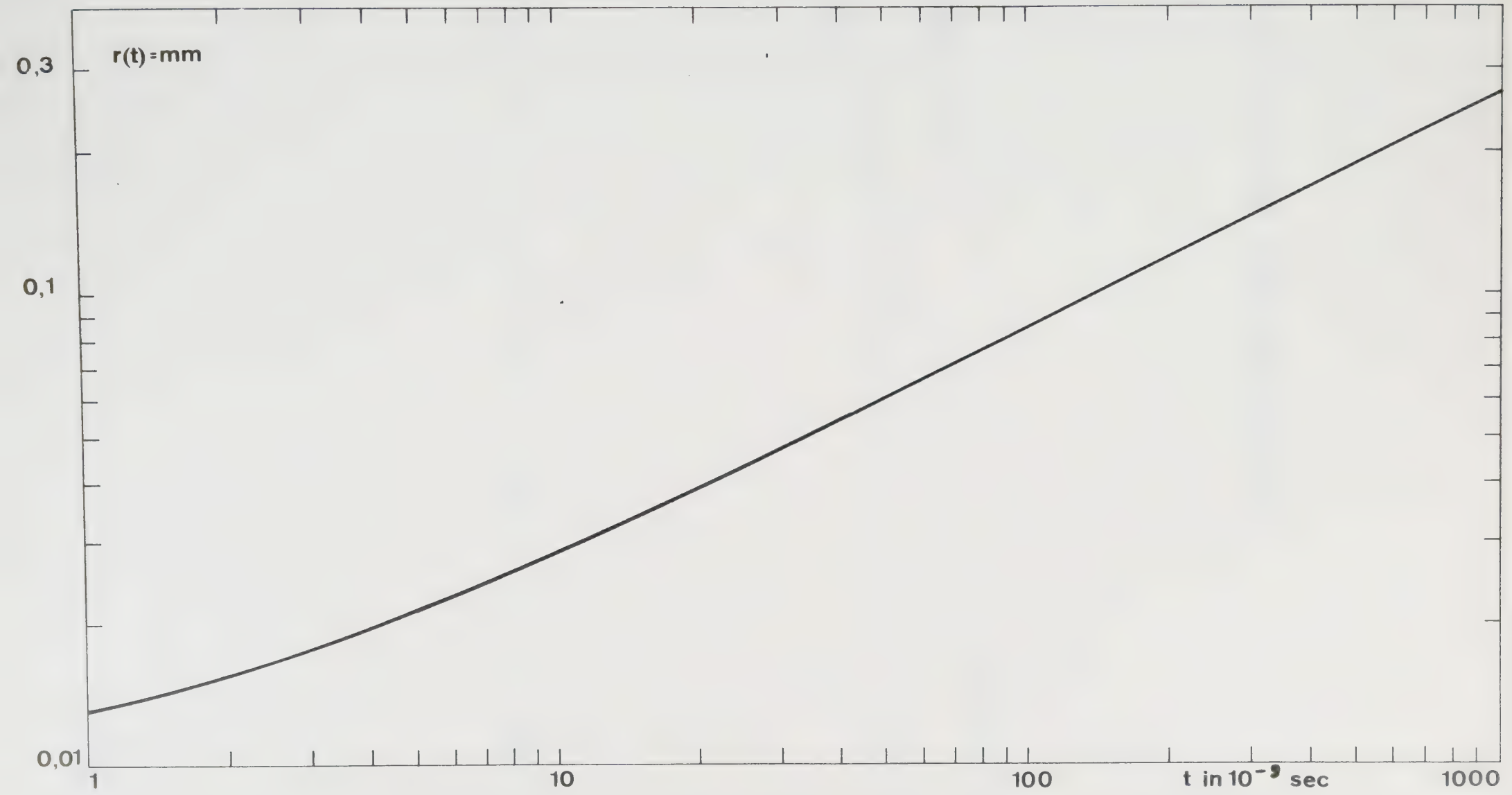


Fig. 12 a

Aufbau der Ladung ohne Lastwiderstand

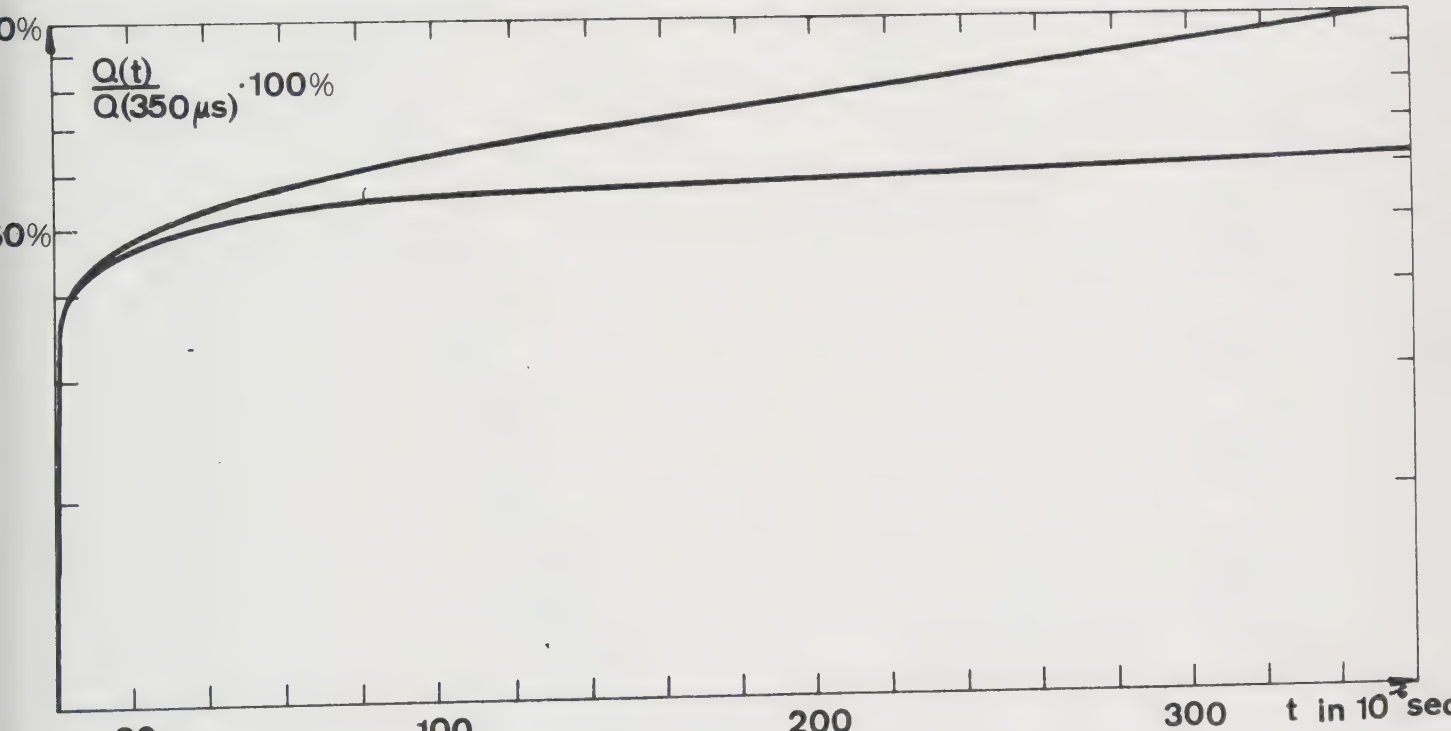


Fig. 13

Aufbau der Ladung ohne Lastwiderstand

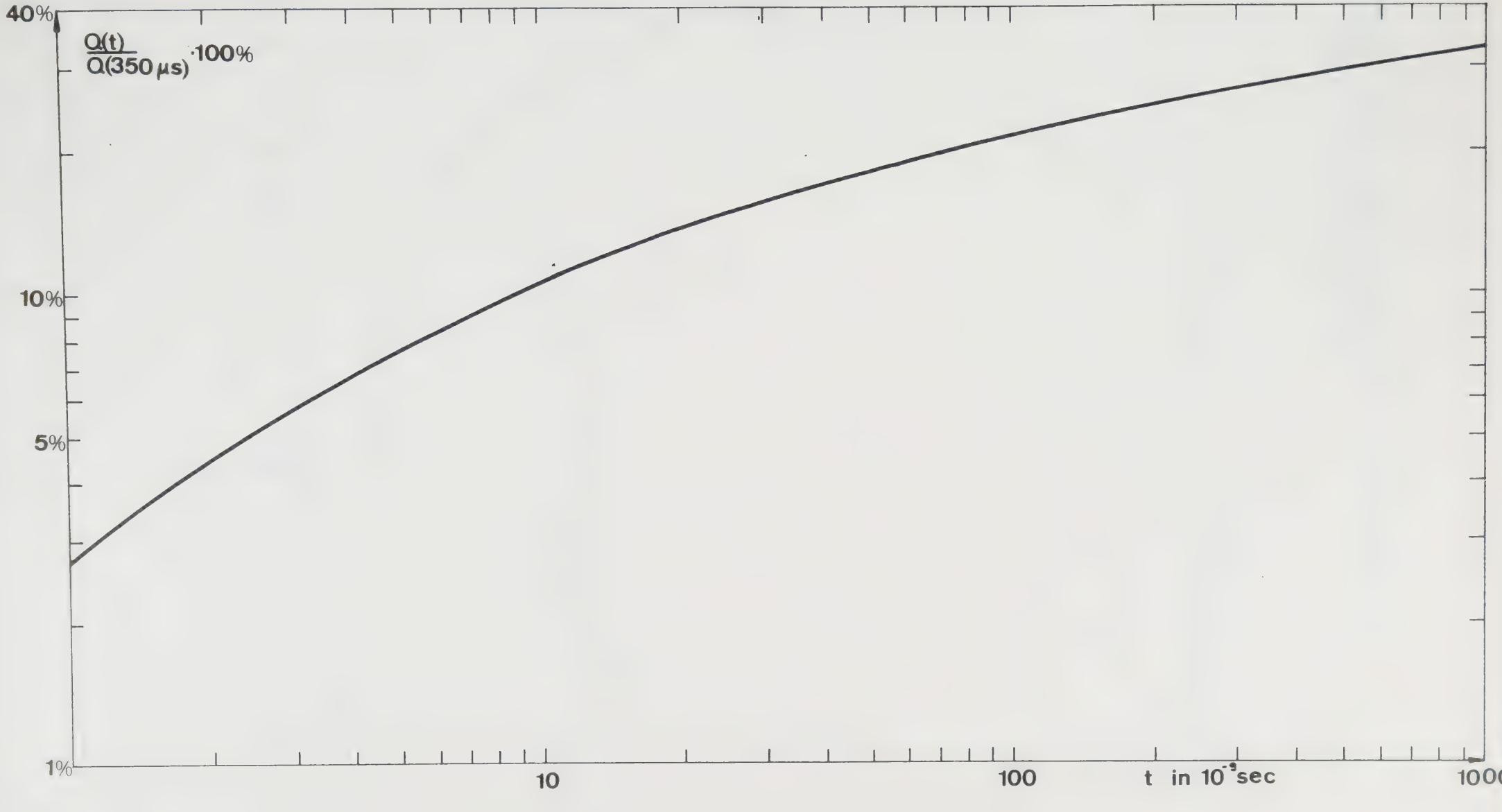


Fig. 13a

Zeitlicher Verlauf des Stromes in einem Zähldraht,
wenn keine Last vorhanden ist

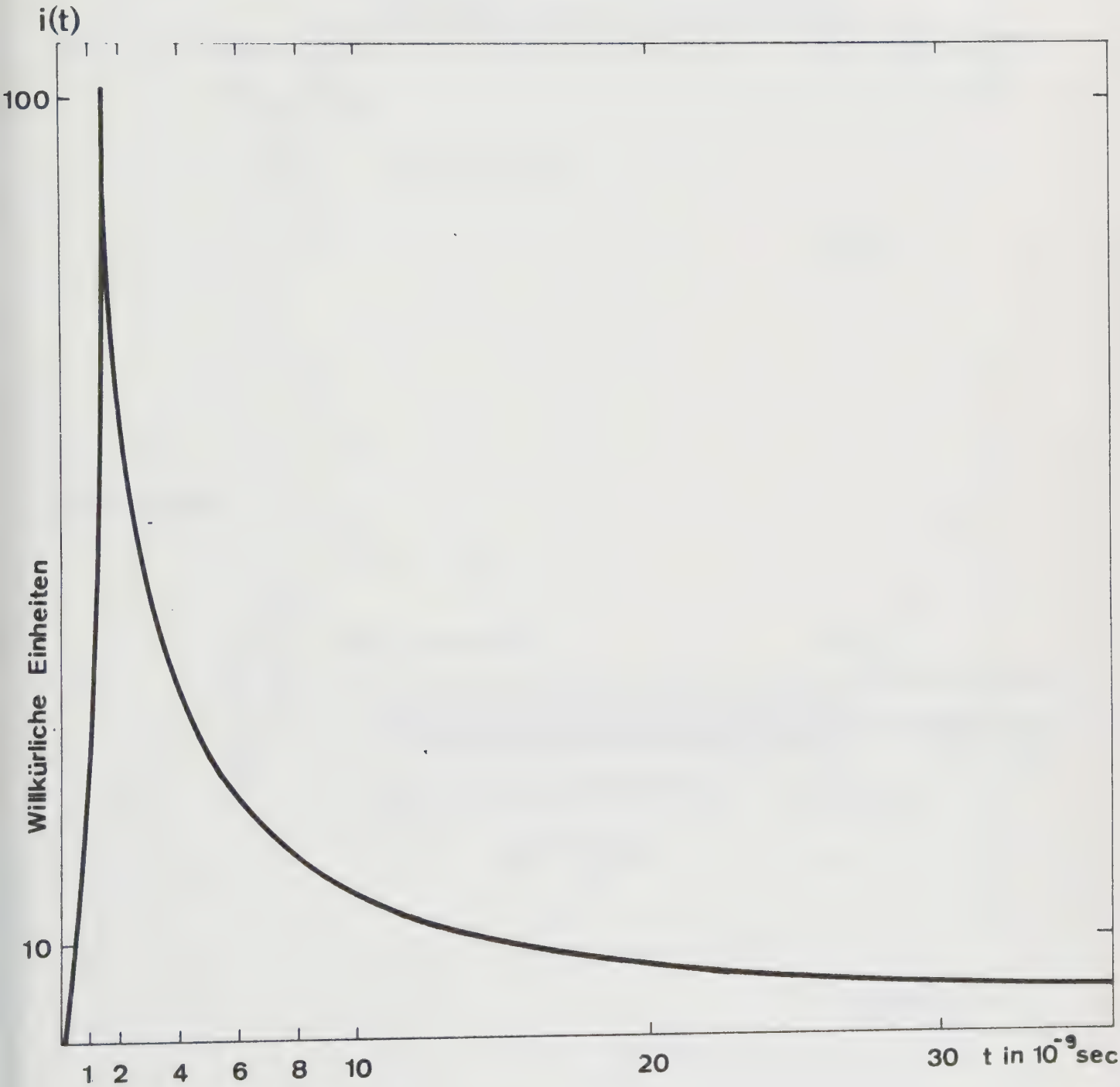


Fig. 13.b

Spannvorrichtung für die Folien

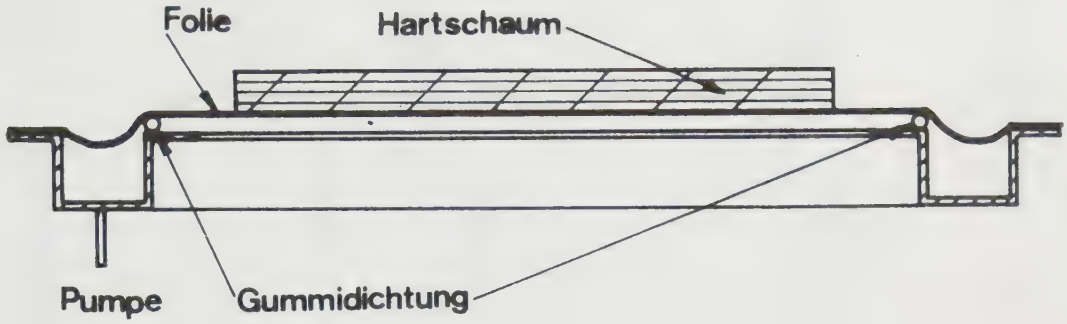


Fig.14

Elektroden

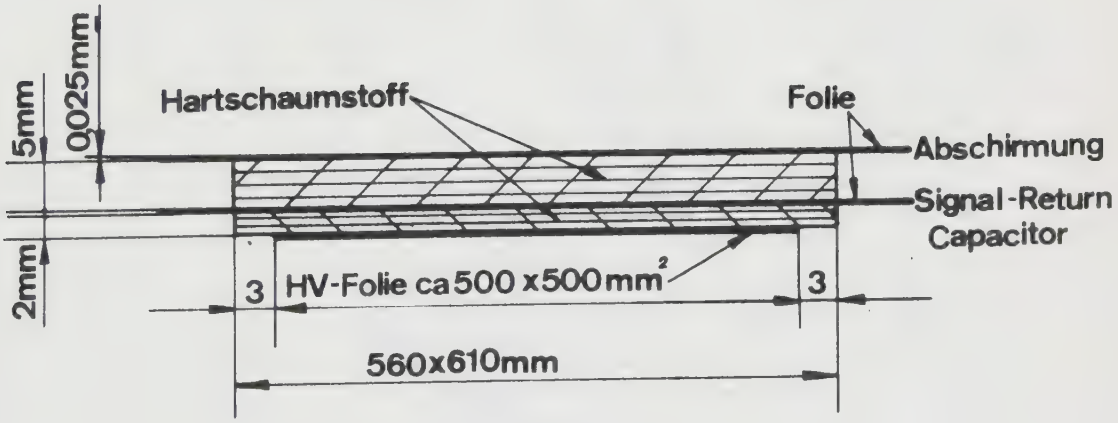


Fig.15

Zugversuche an Zähldrähten

P_p = Proportionalitätsgrenze

P_m = Zugfestigkeit

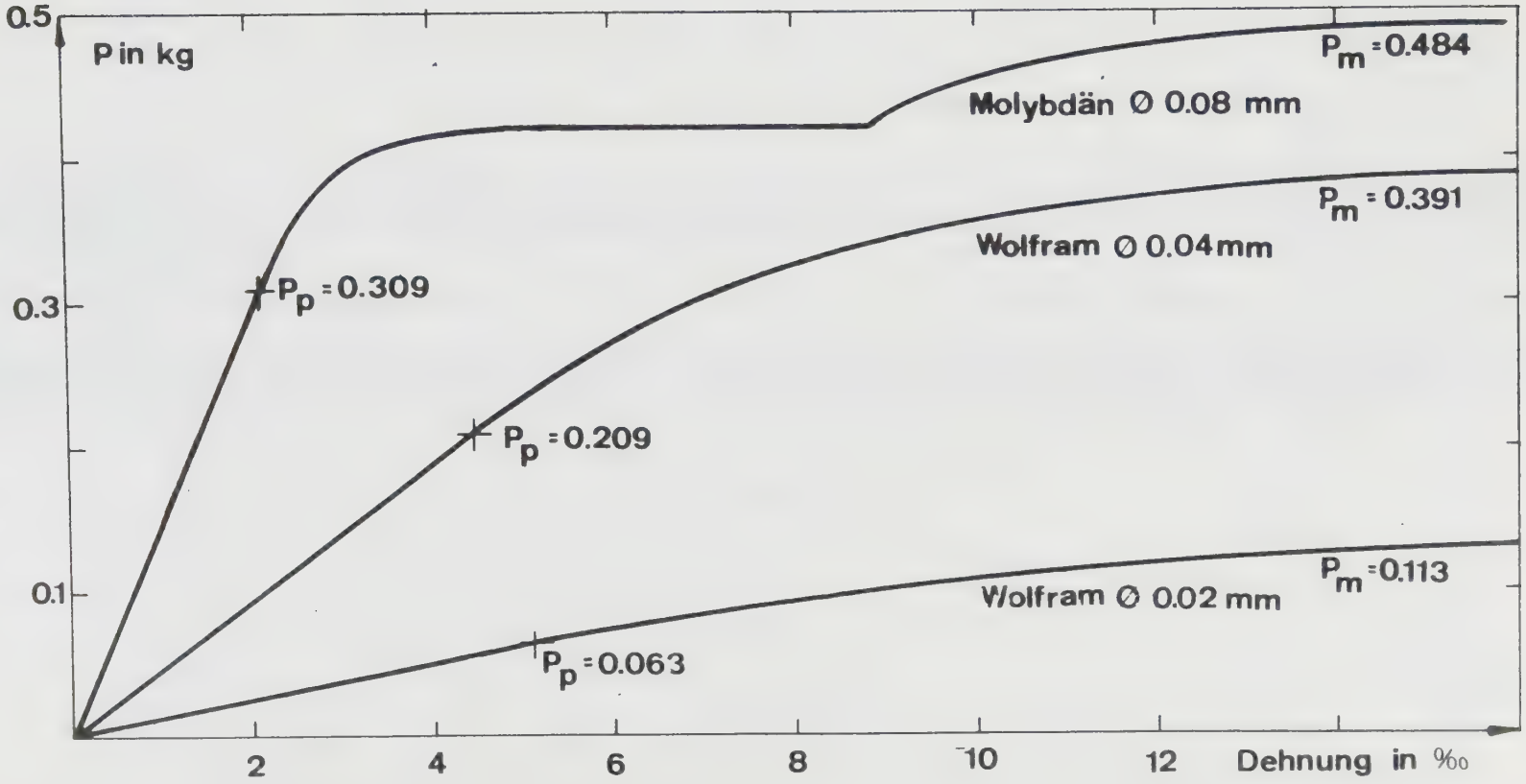


Fig. 16

Schnittzeichnung durch einen Zähler

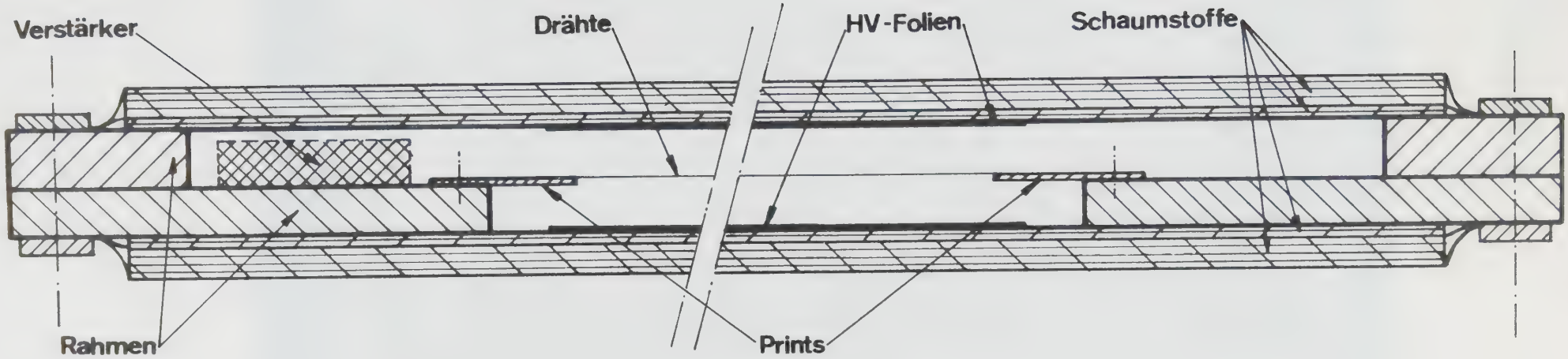


Fig.17

Vieldraht - Proportionalzähler

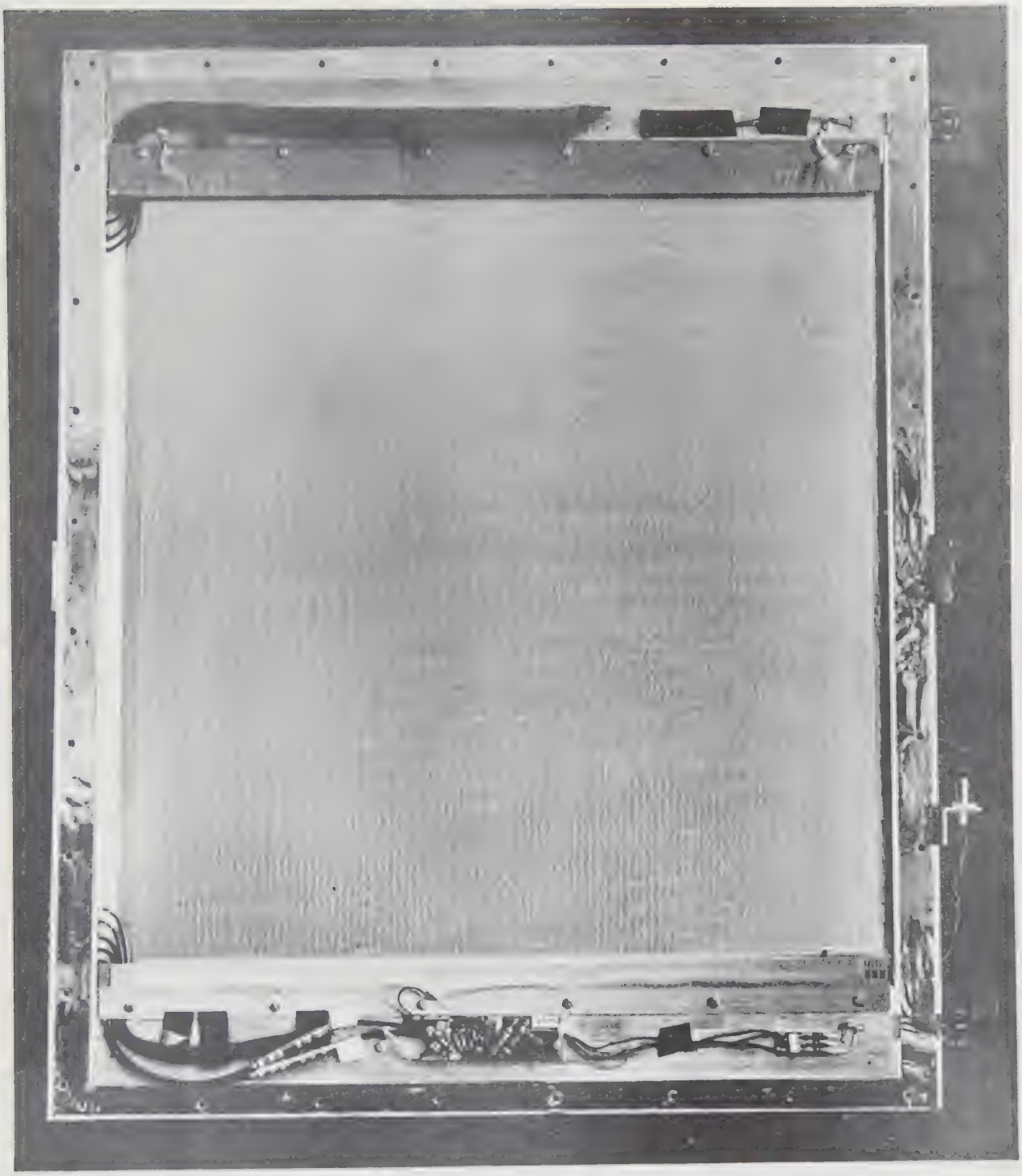


Fig. 18

Gasmischanlage

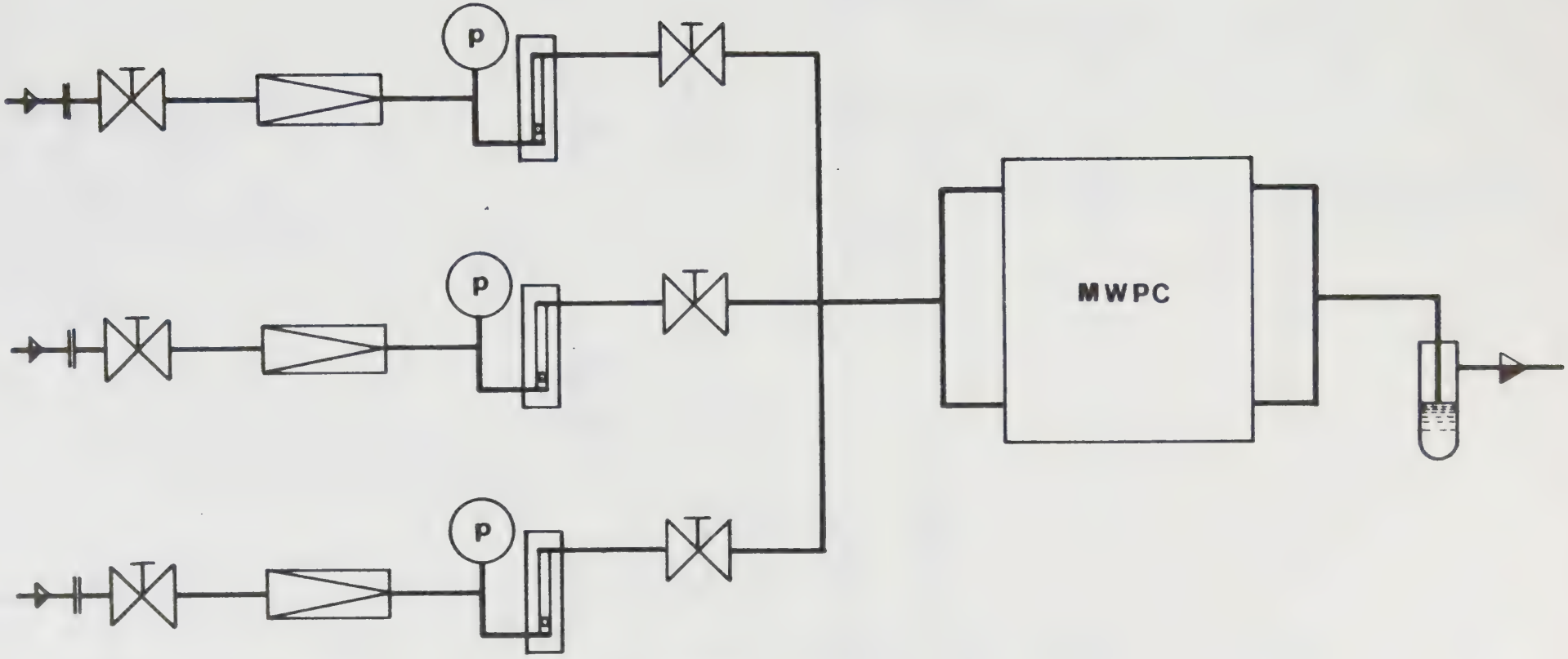
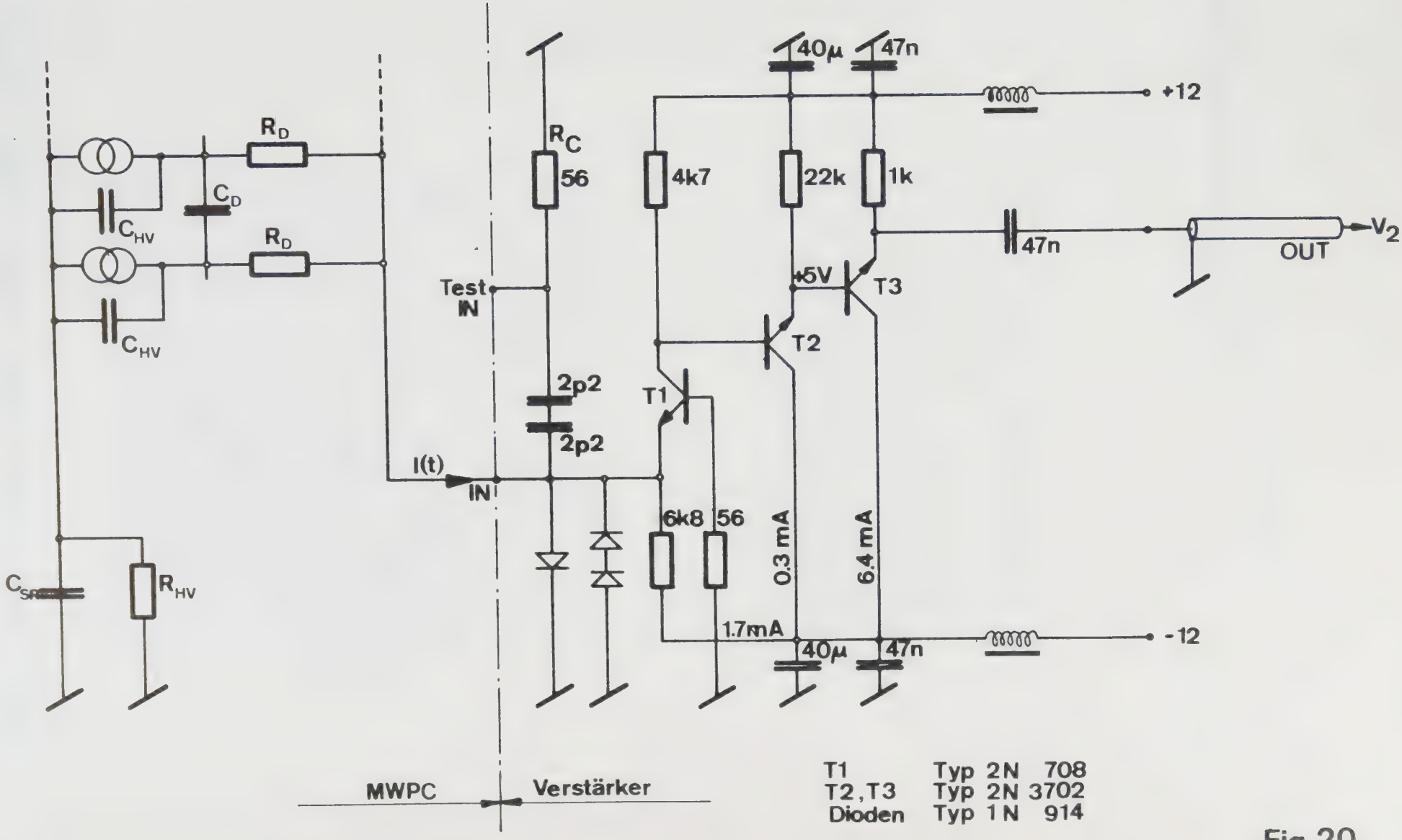


Fig. 19

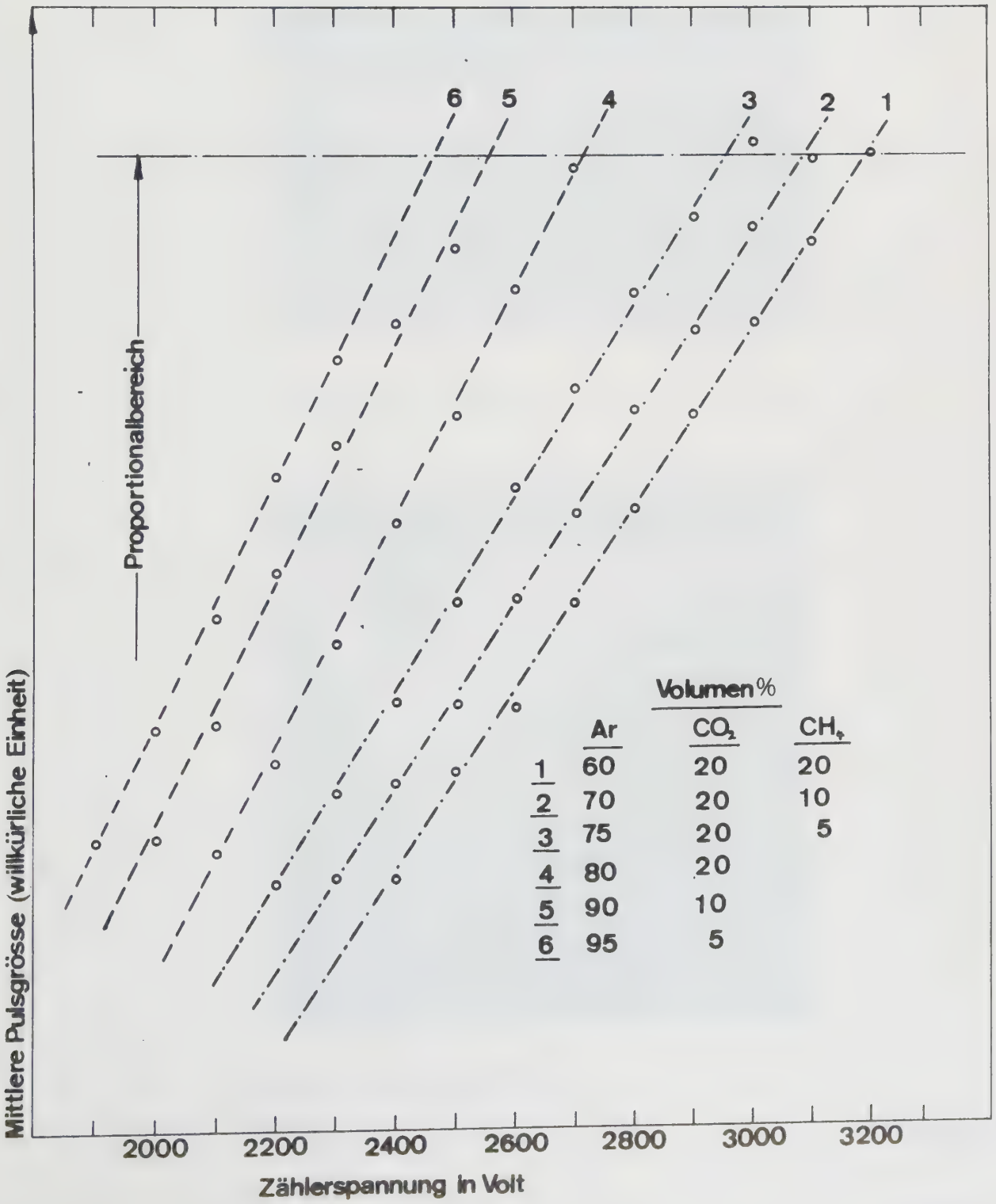
Schema des Verstärkers



T1	Typ 2N 708
T2, T3	Typ 2N 3702
Dioden	Typ 1N 914

Fig. 20

Test von Gasmischungen

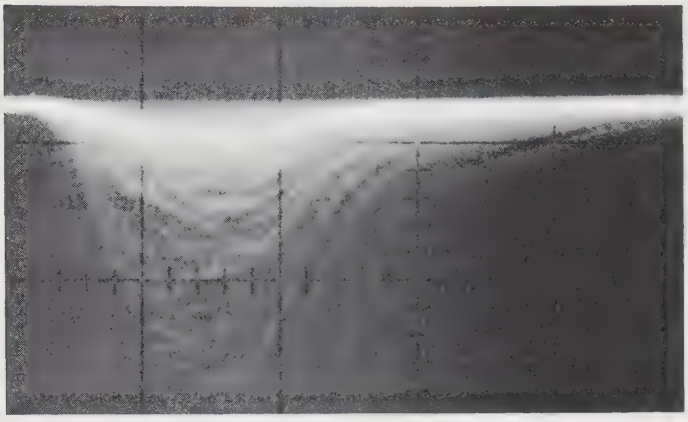


	Volumen %		
	Ar	CO_2	CH_4
1	60	20	20
2	70	20	10
3	75	20	5
4	80	20	
5	90	10	
6	95	5	

Fig.21

Signale am Verstärker - Ausgang

Gaszusammensetzung = 60% Ar, 20% CO_2, 20% CH_4
Horizontal = 100 ns pro Einheit
Vertikal = 50 mV pro Einheit



Proportionalbereich

Überproportionalbereich

Fig. 22

Messanordnung

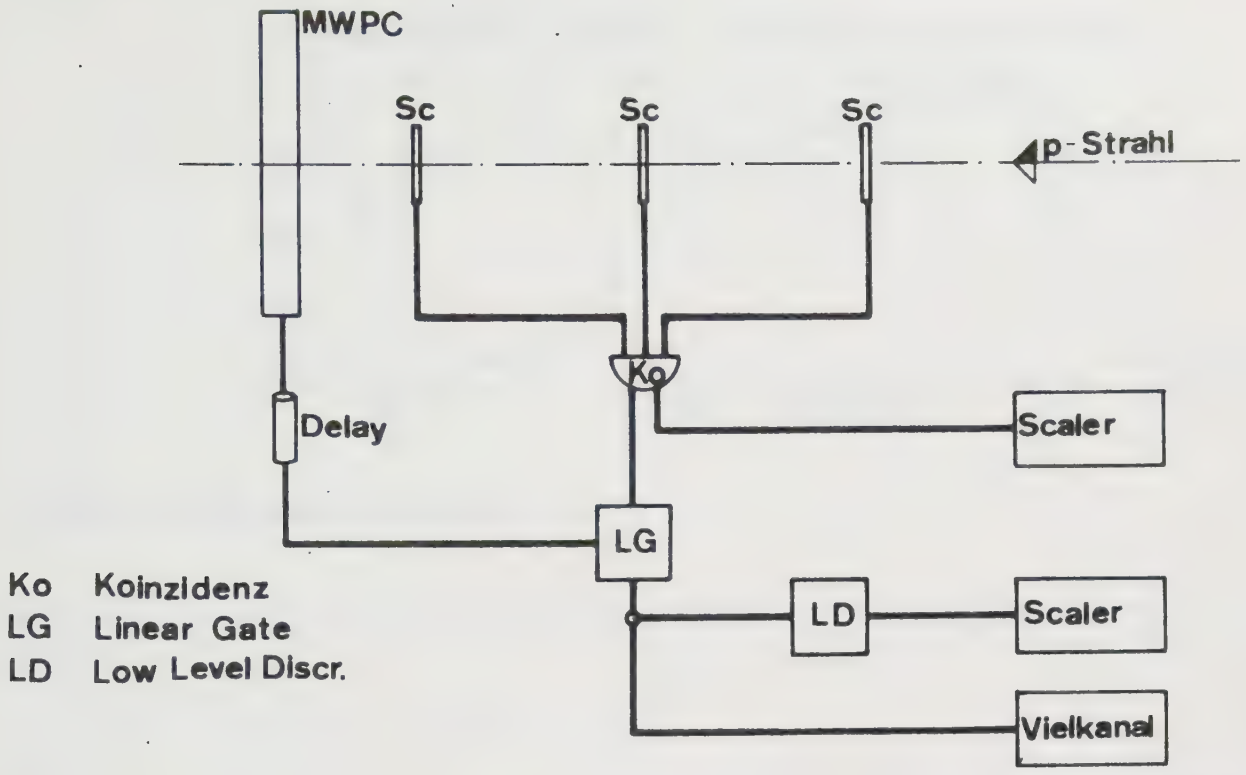


Fig. 23

Eichung des Vielkanals

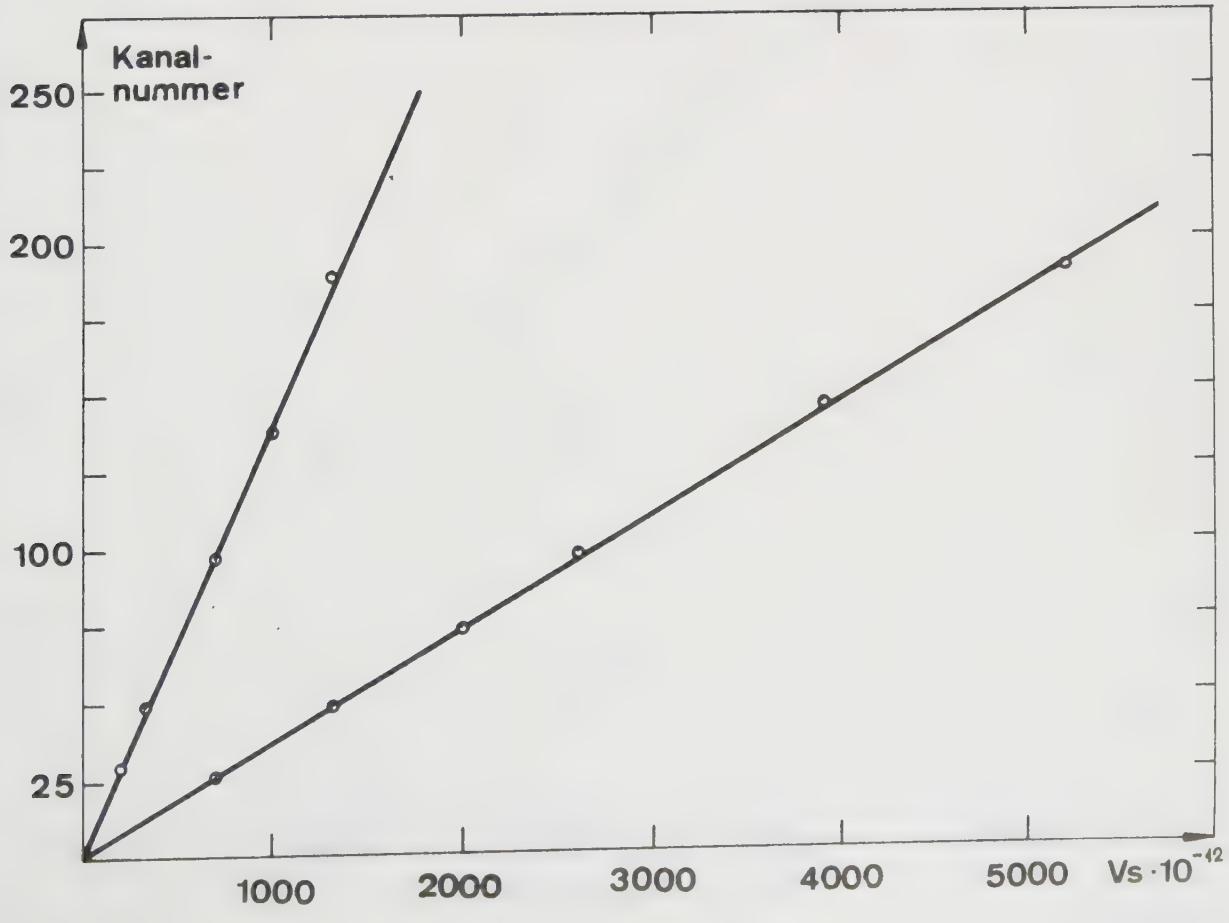


Fig. 24

Signal am Verstärker - Ausgang

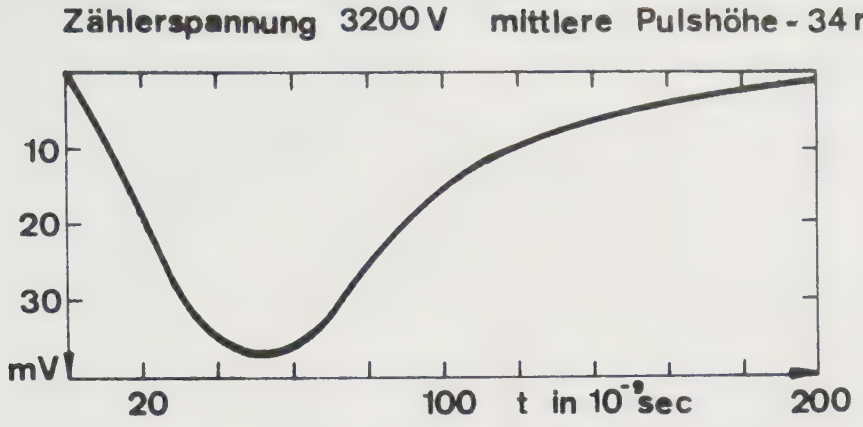


Fig. 25

Gasmultiplikationsfaktor A

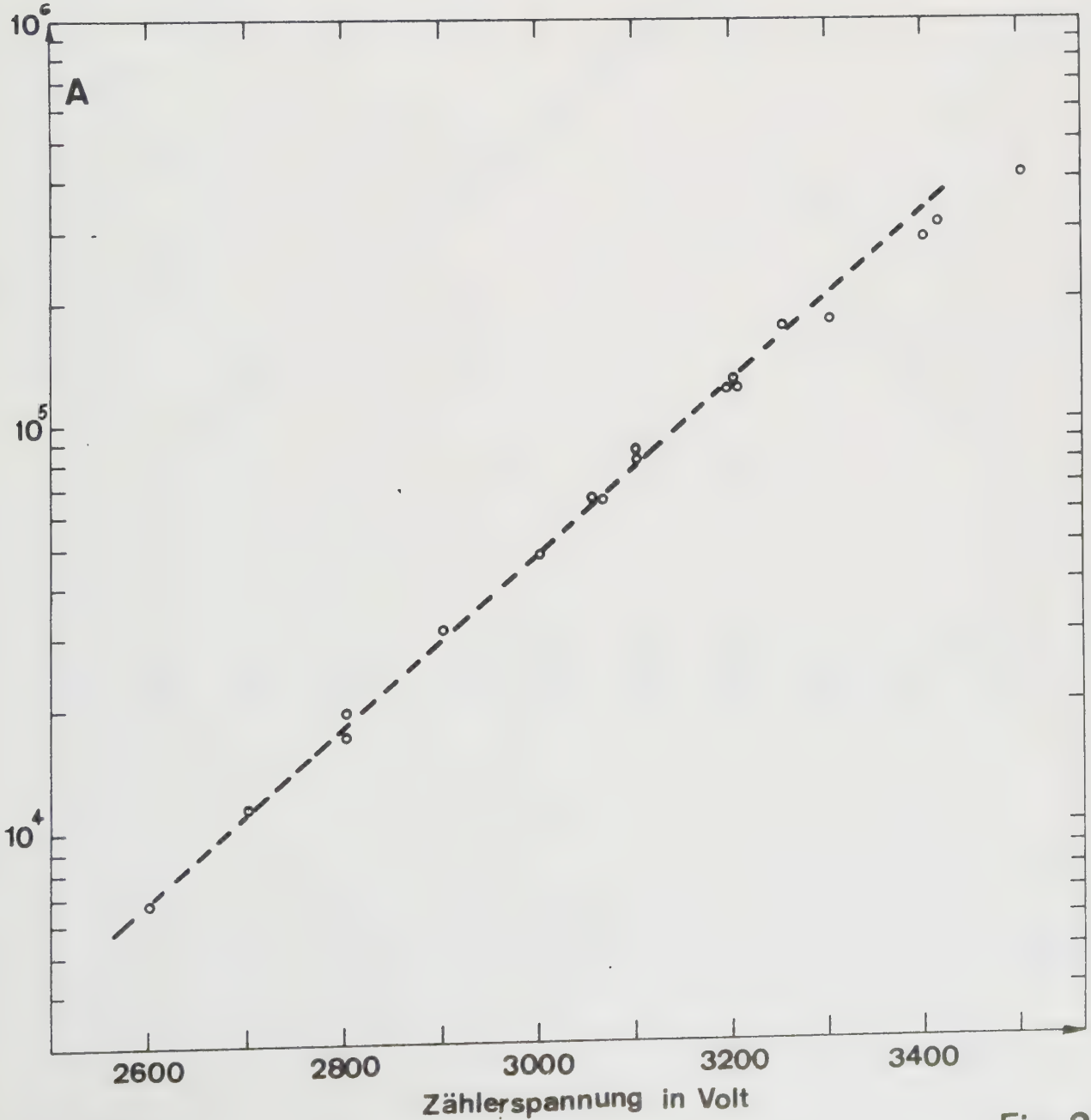


Fig. 26

Mittlere Signalhöhe am Verstärkerausgang

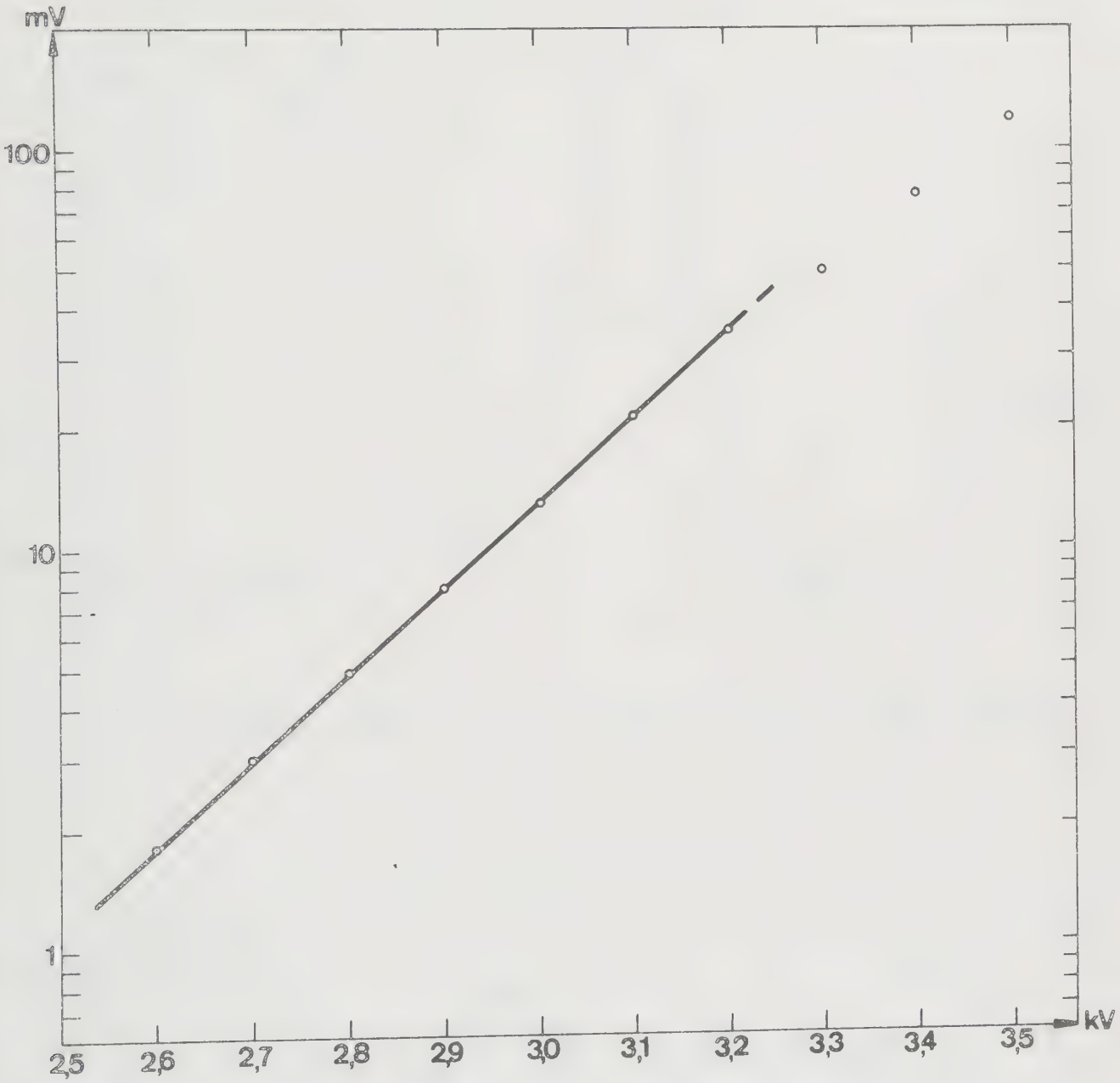


Fig.27

Pulshöhenspektren

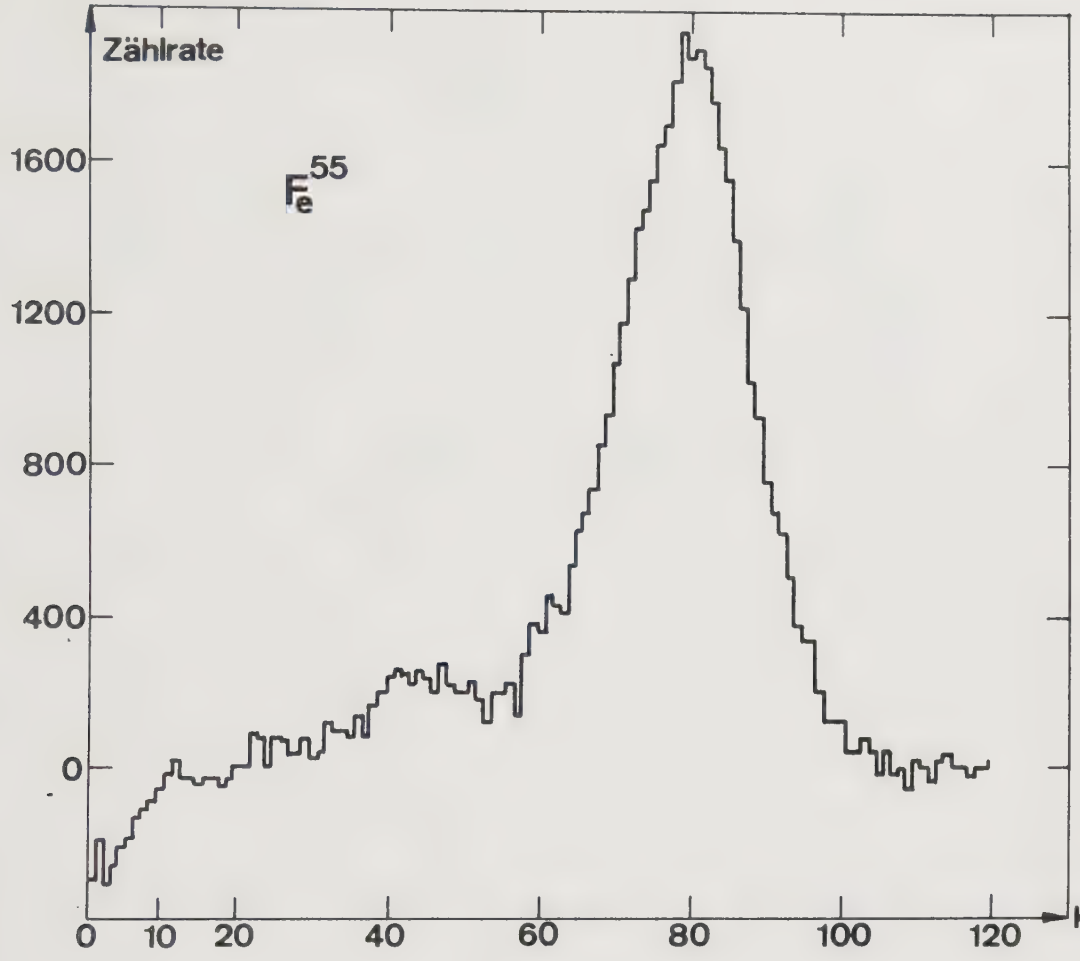


Fig.28

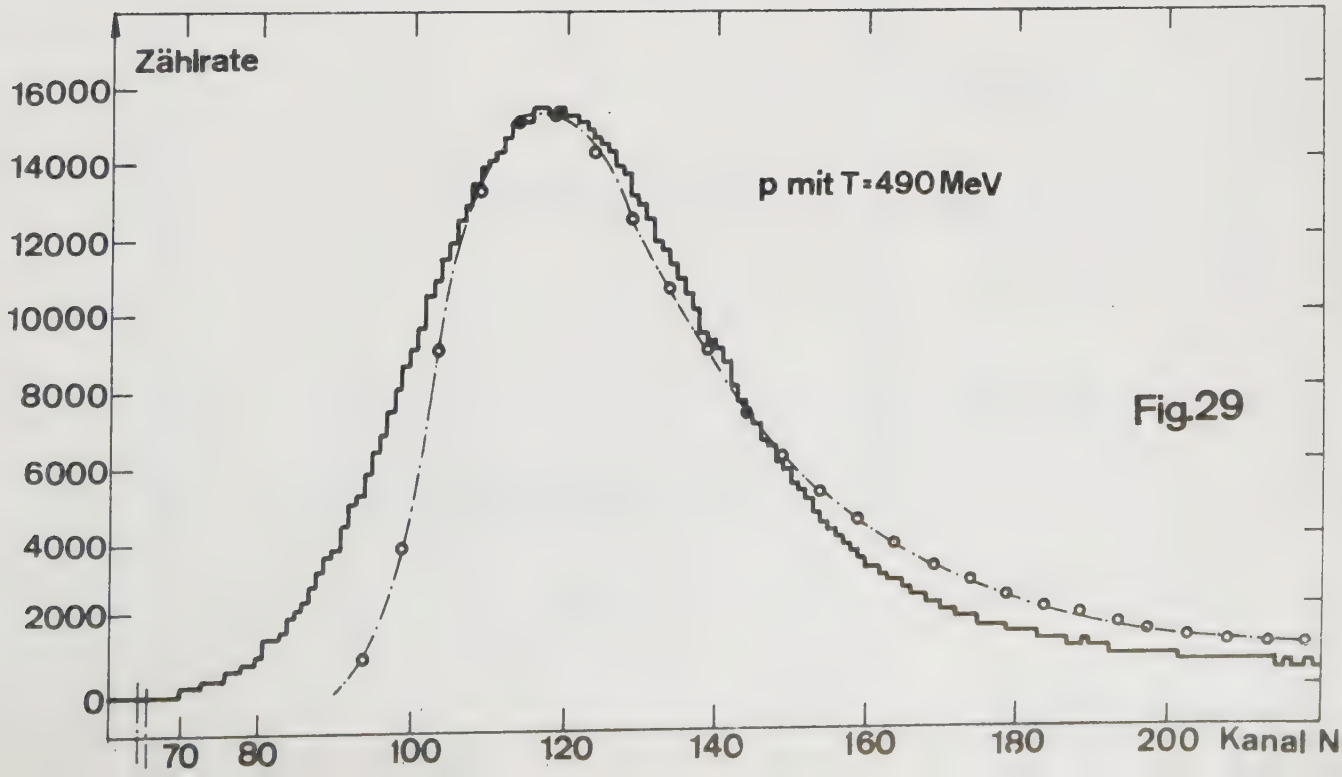


Fig.29

Messanordnung

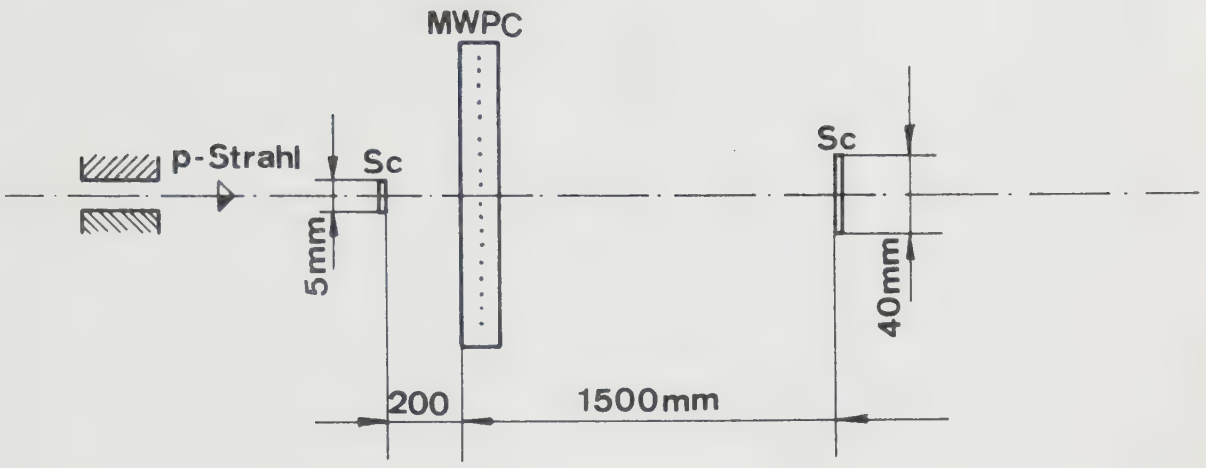


Fig. 30

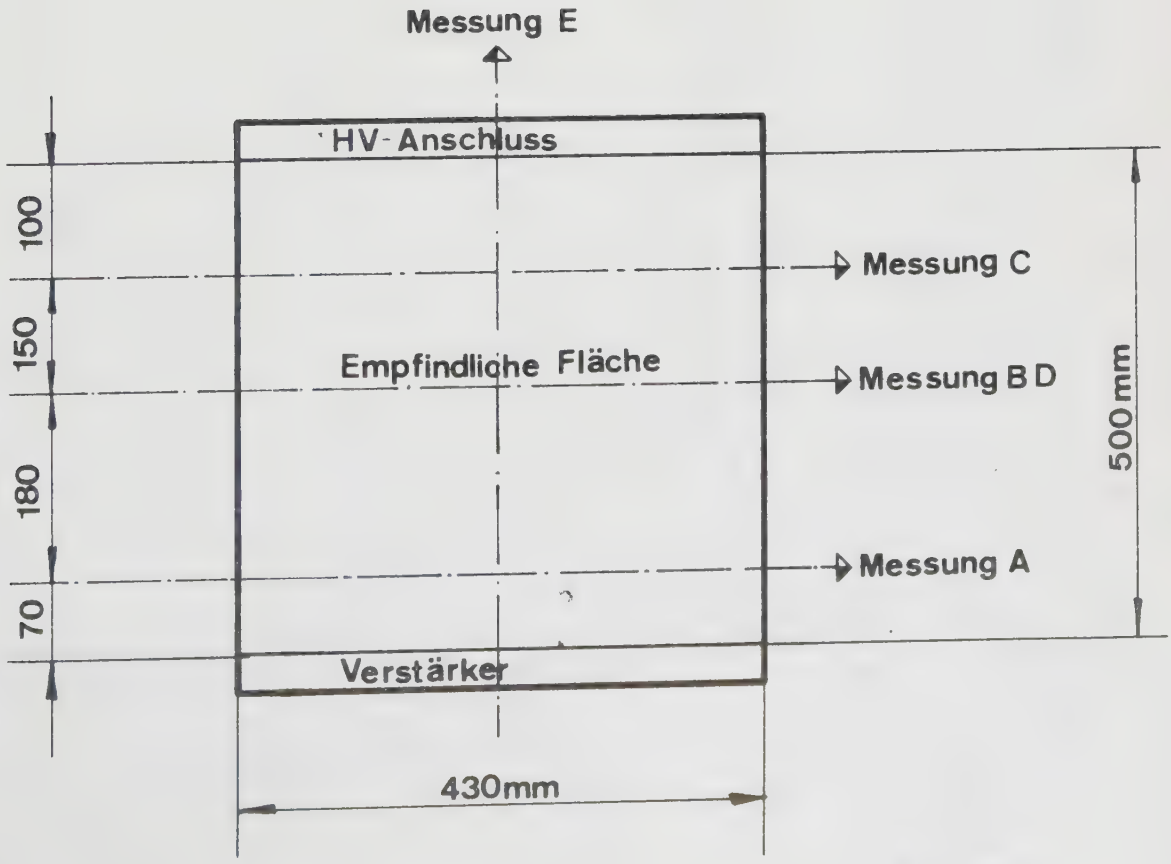


Fig. 31

Konstanz der Pulshöhe

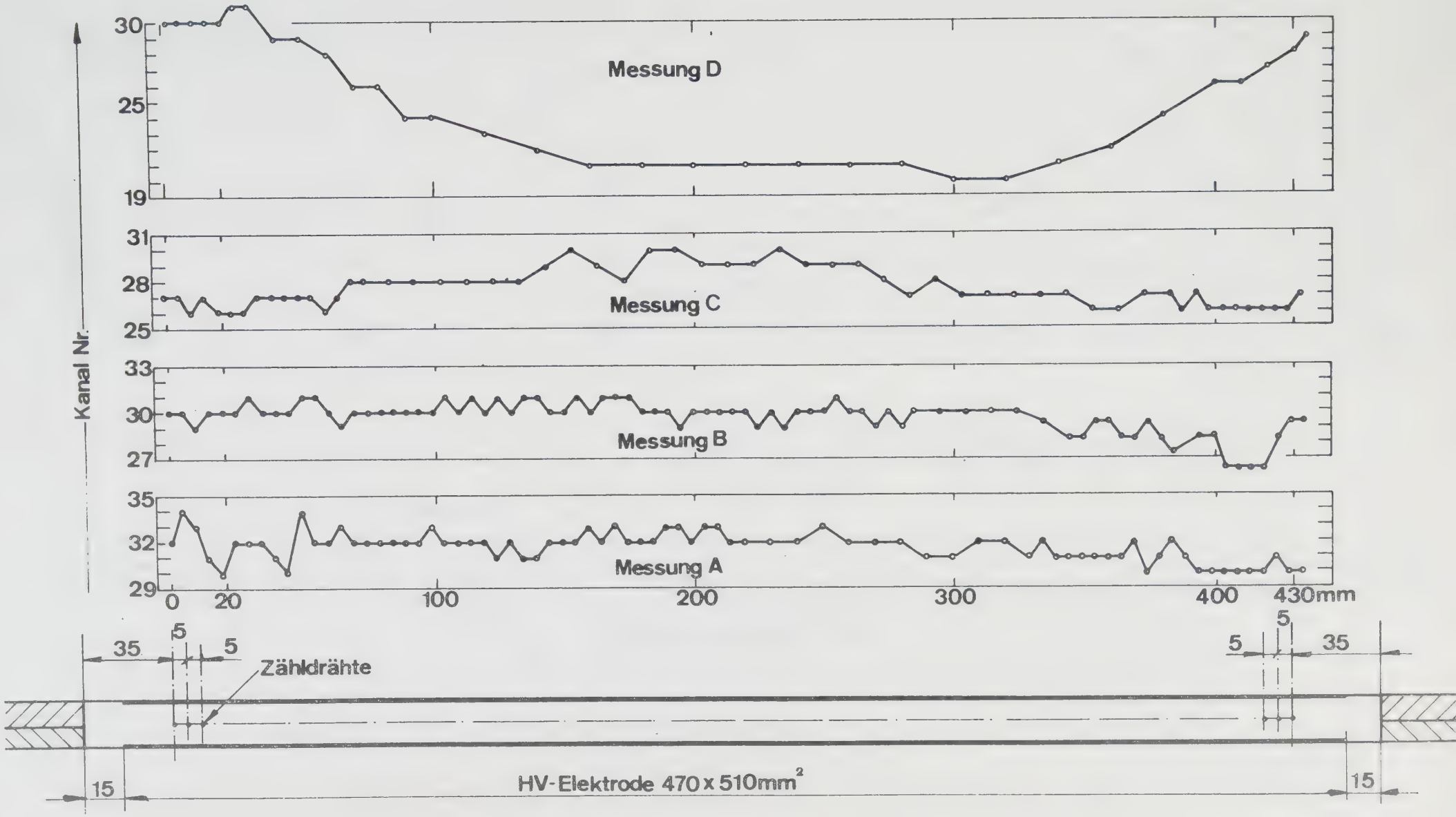


Fig.32

Konstanz der Pulshöhe

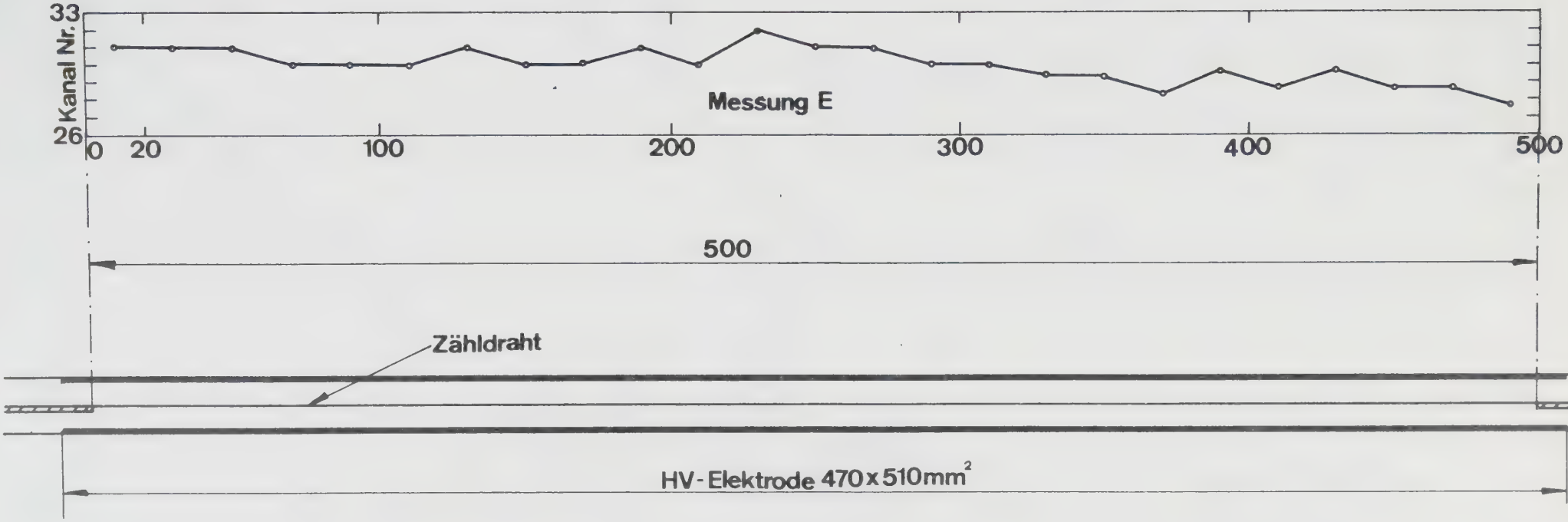


Fig.33

Messanordnung

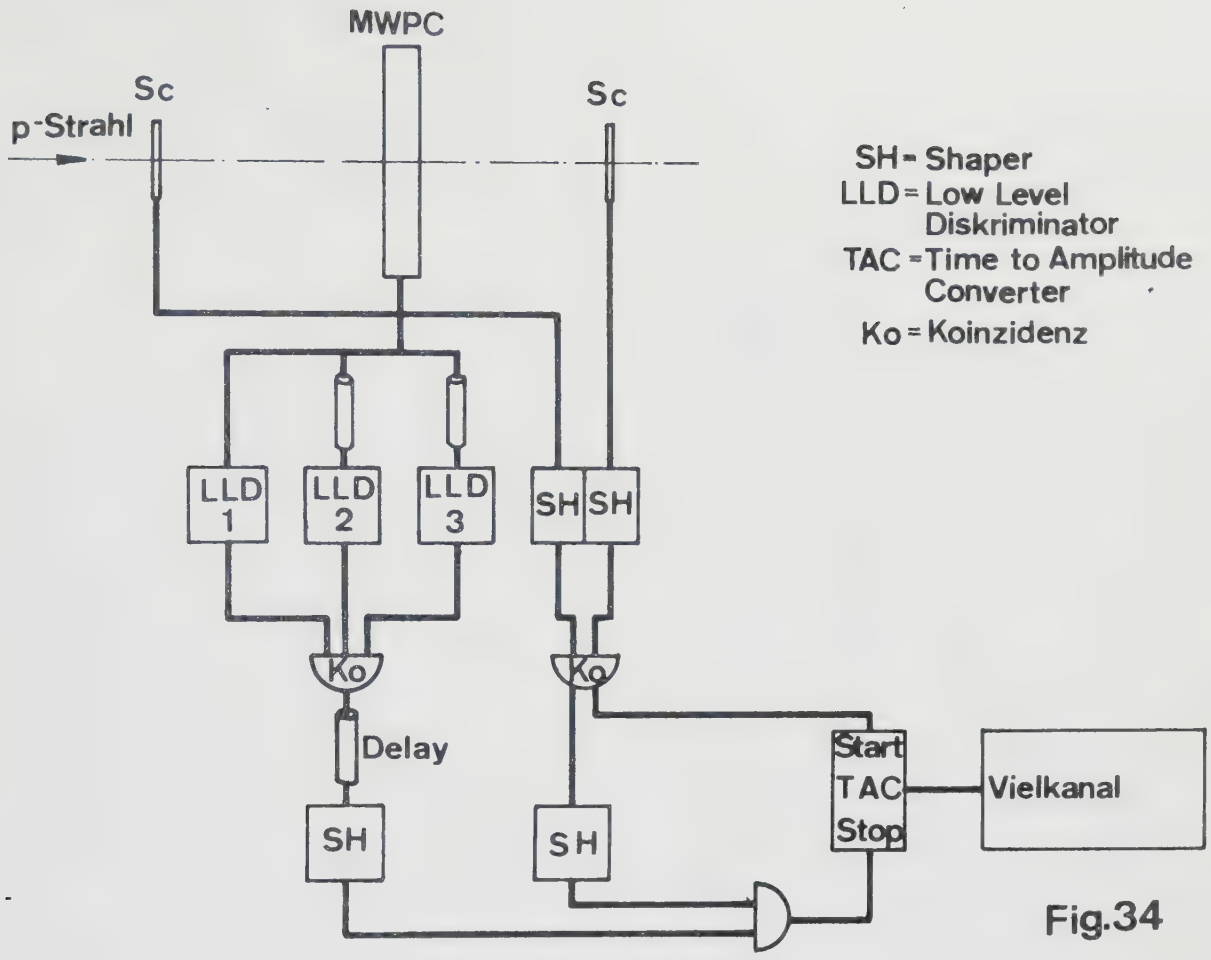


Fig.34

Eichung des Vielkanals

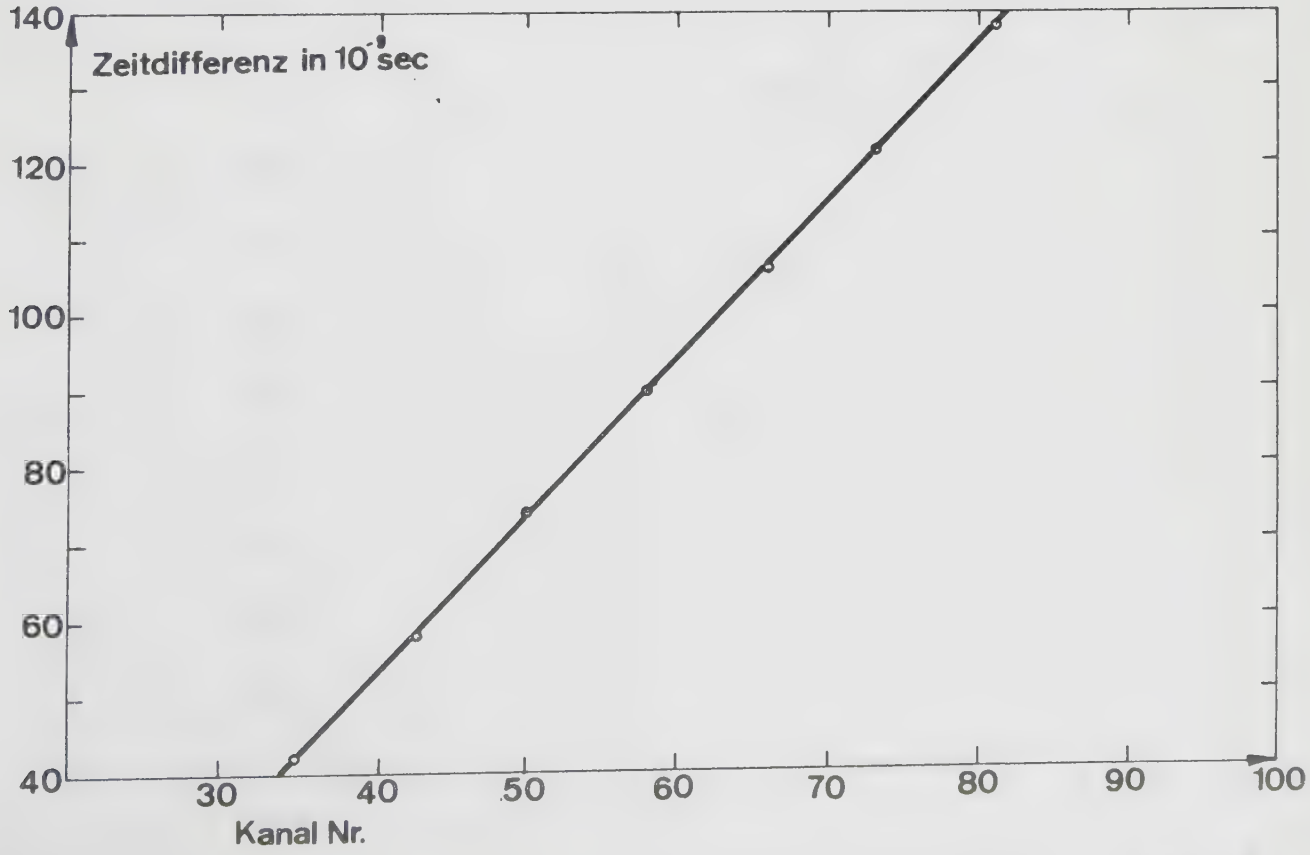


Fig.35

Zeitliche Schwankungen

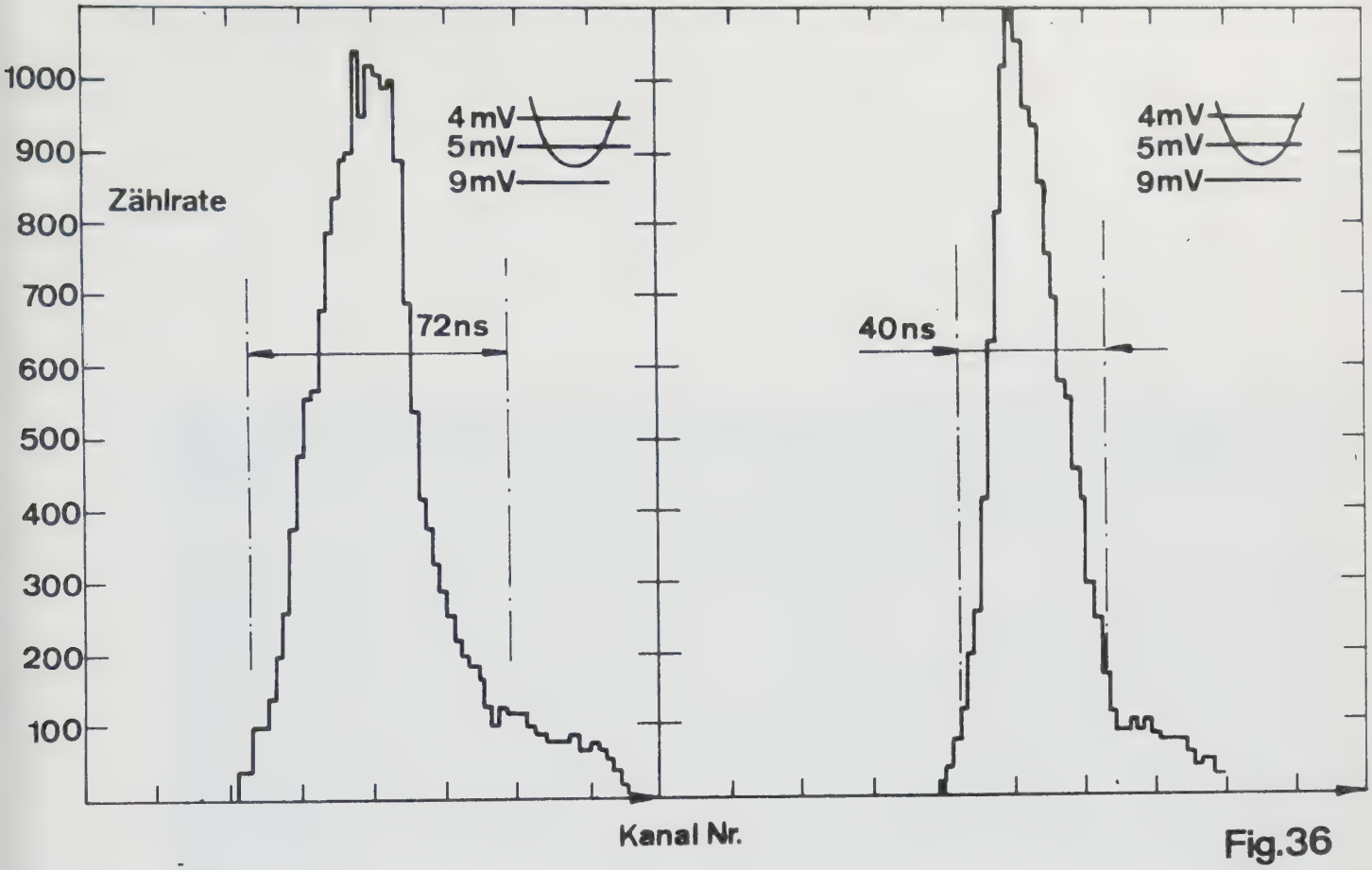


Fig.36

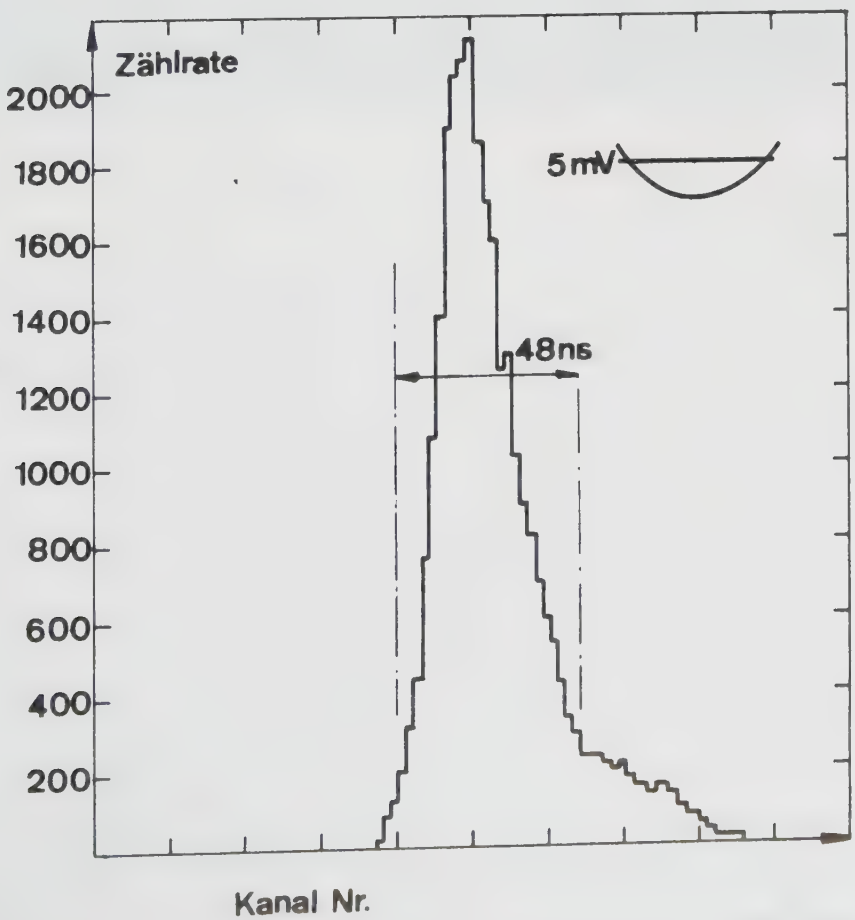
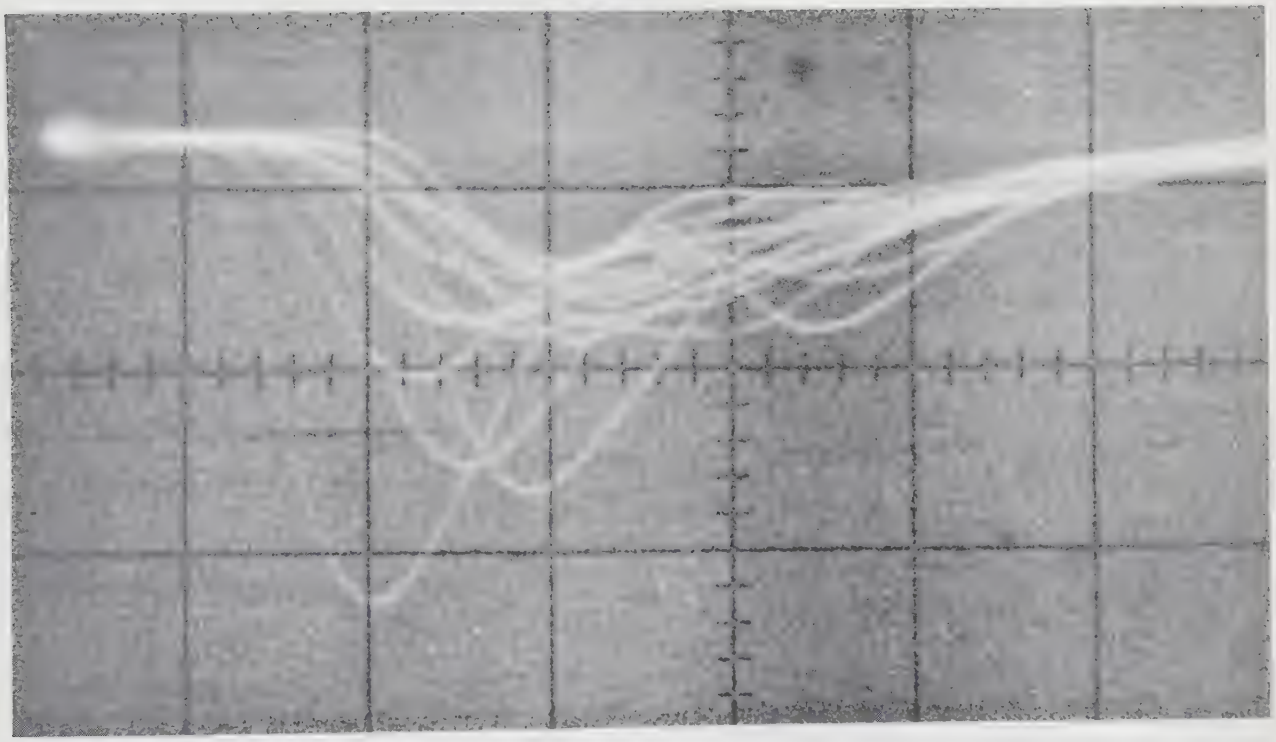


Fig.37

Signale am Verstärker-Ausgang

Extern getriggert



Zählerspannung = 3100 Volt

Horizontal = 50 ns / Einheit
Vertikal = 20 mV / Einheit

Fig. 38

Messanordnung

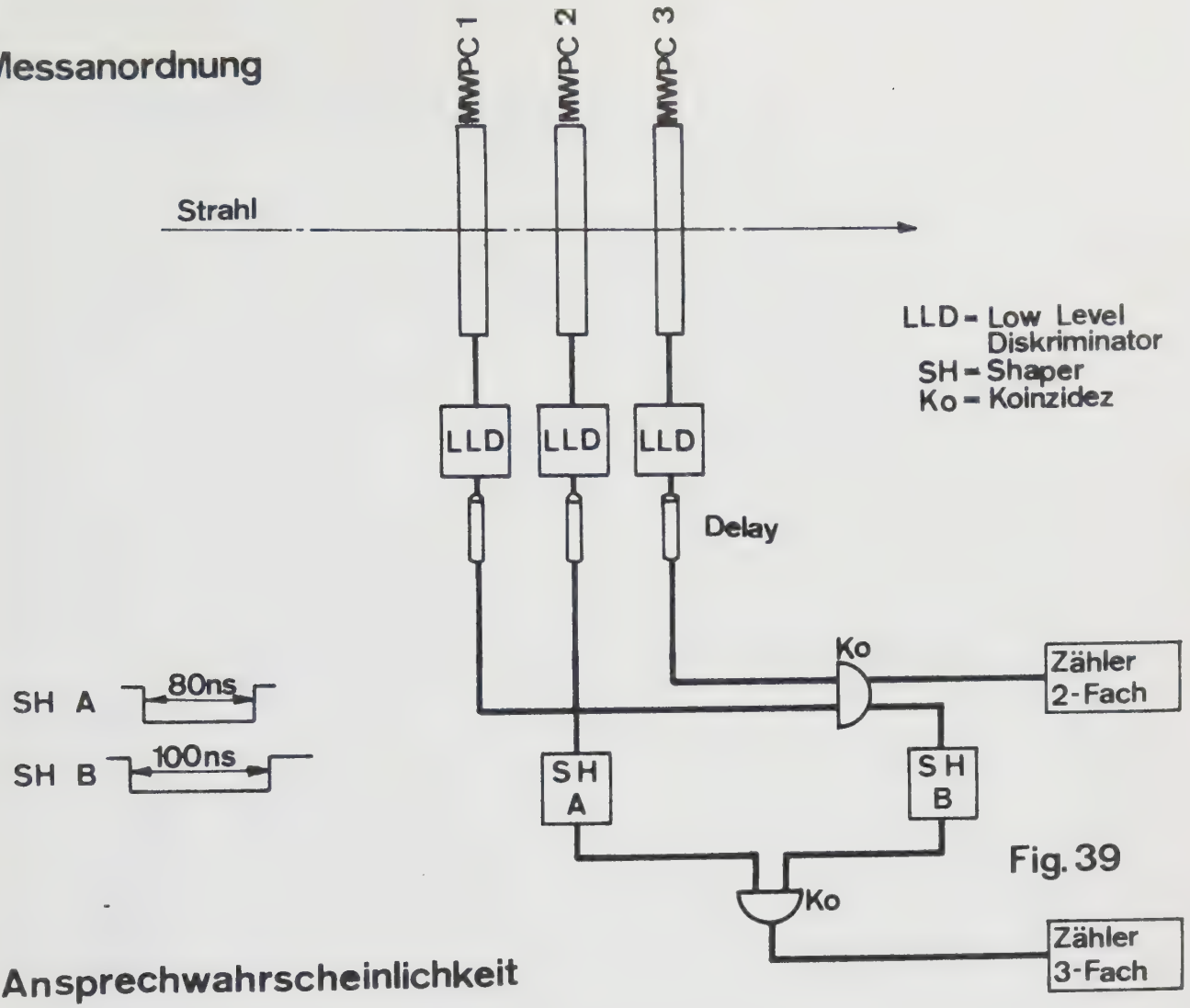


Fig. 39

Ansprechwahrscheinlichkeit

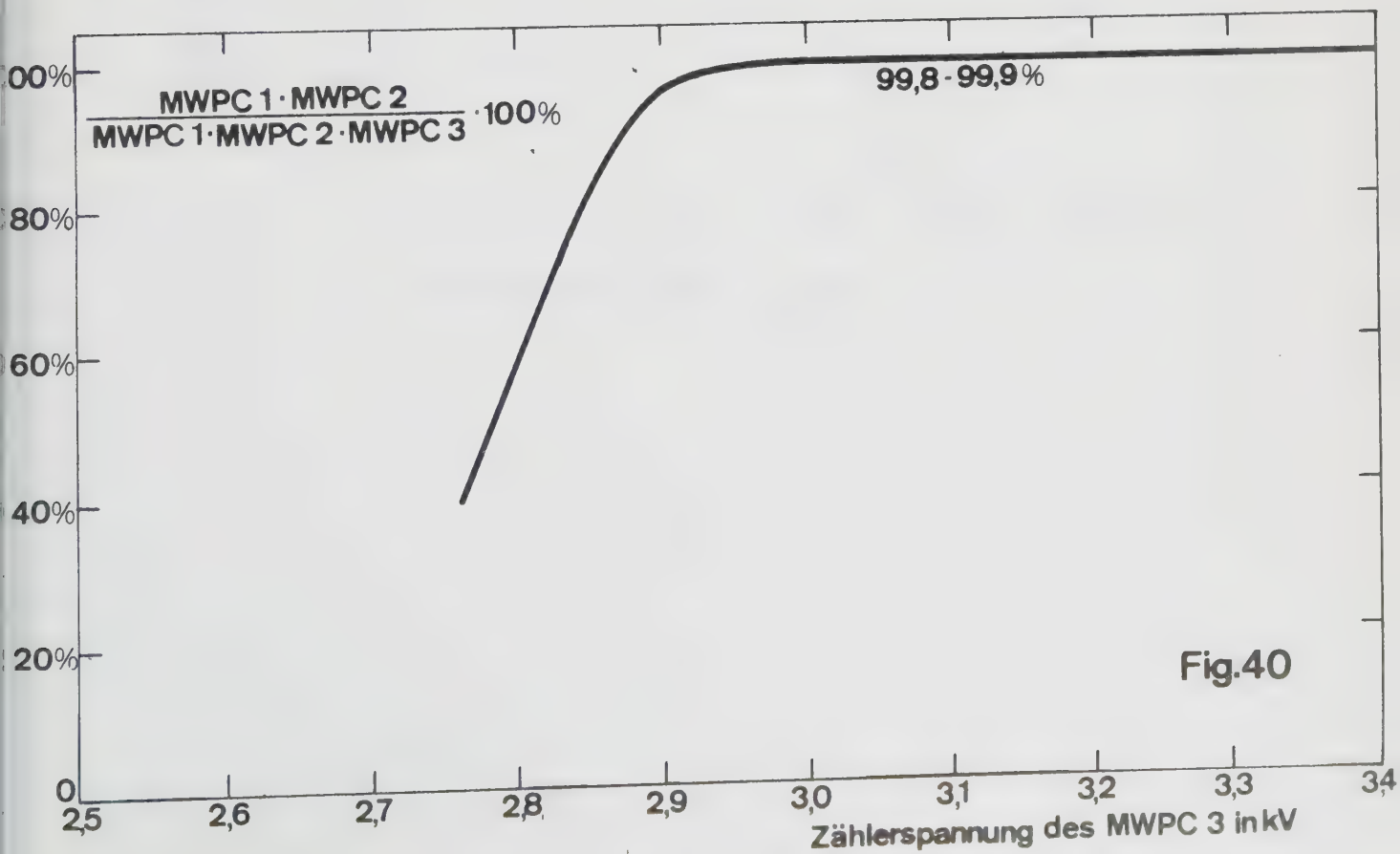


Fig. 40

Ansprechwahrscheinlichkeit

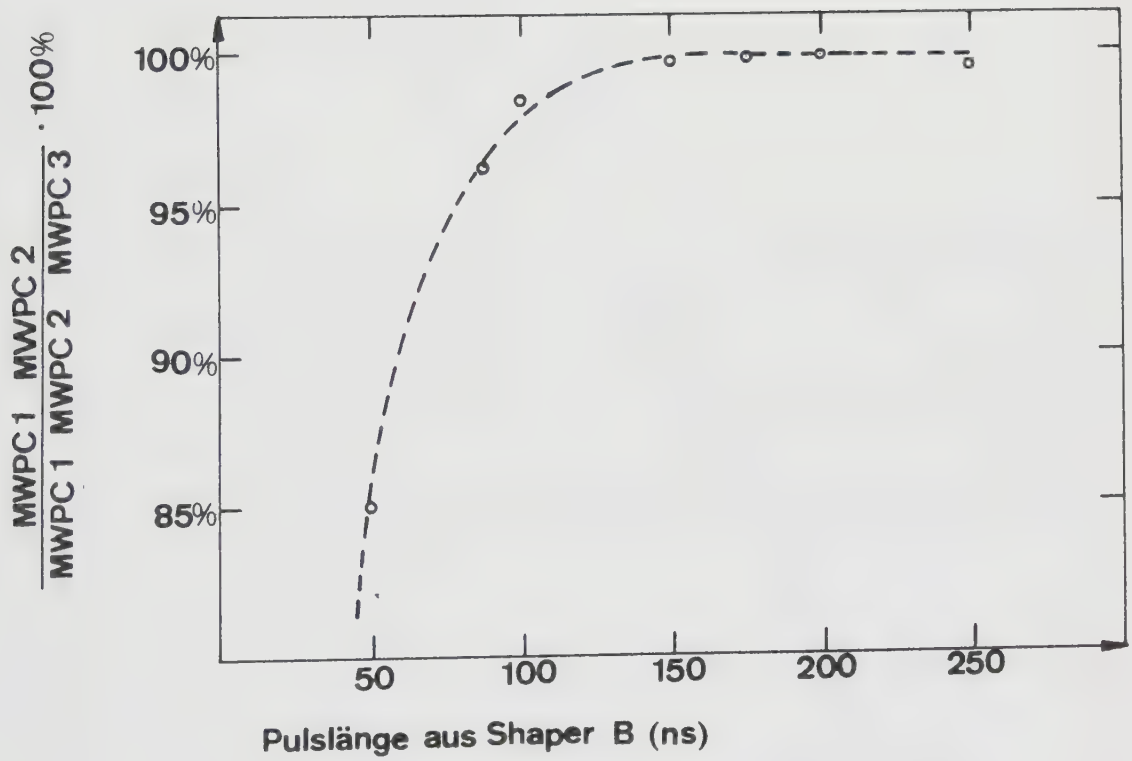


Fig. 41

Messanordnung

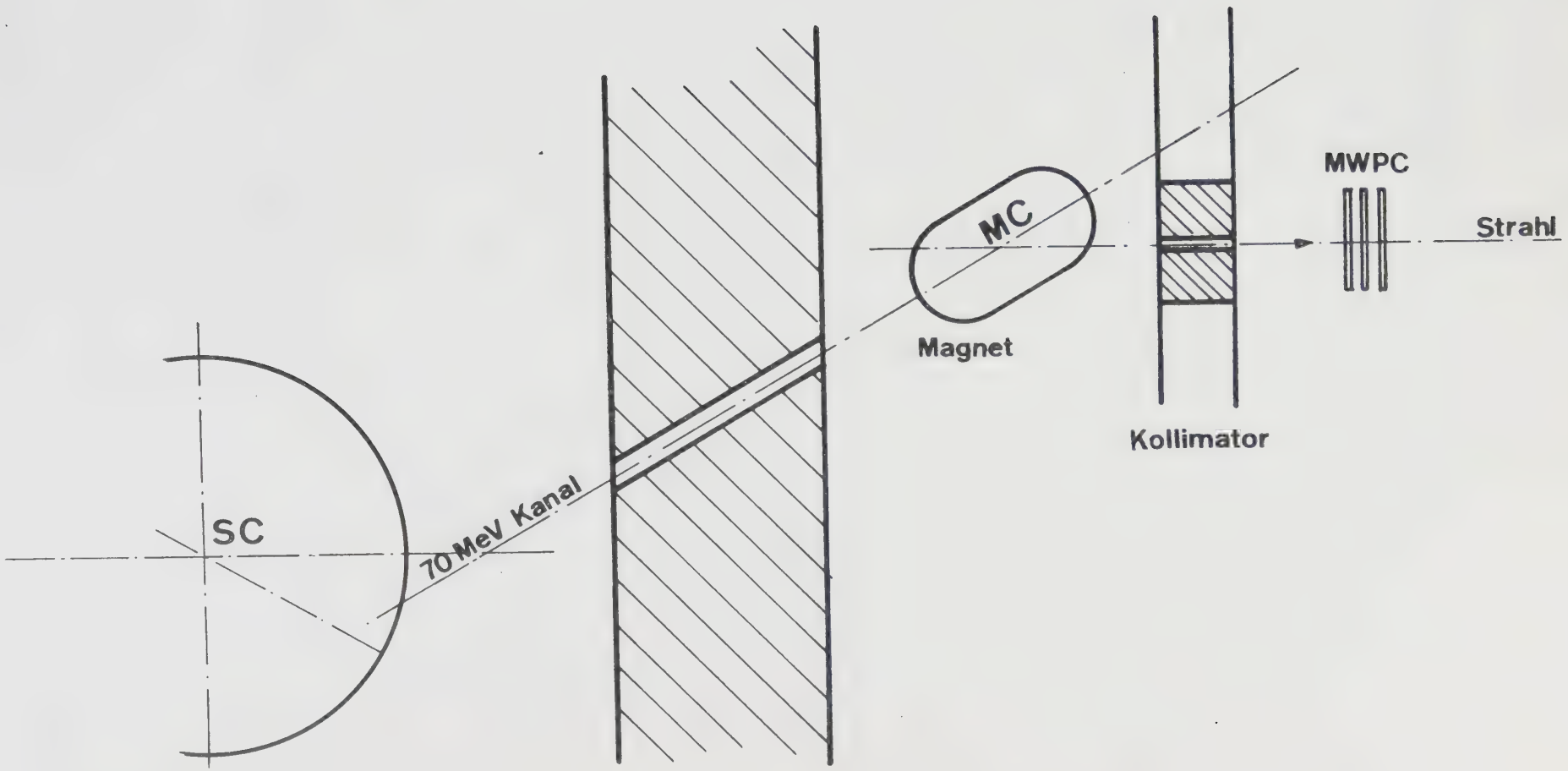


Fig. 42

Proportionalitätsmessung

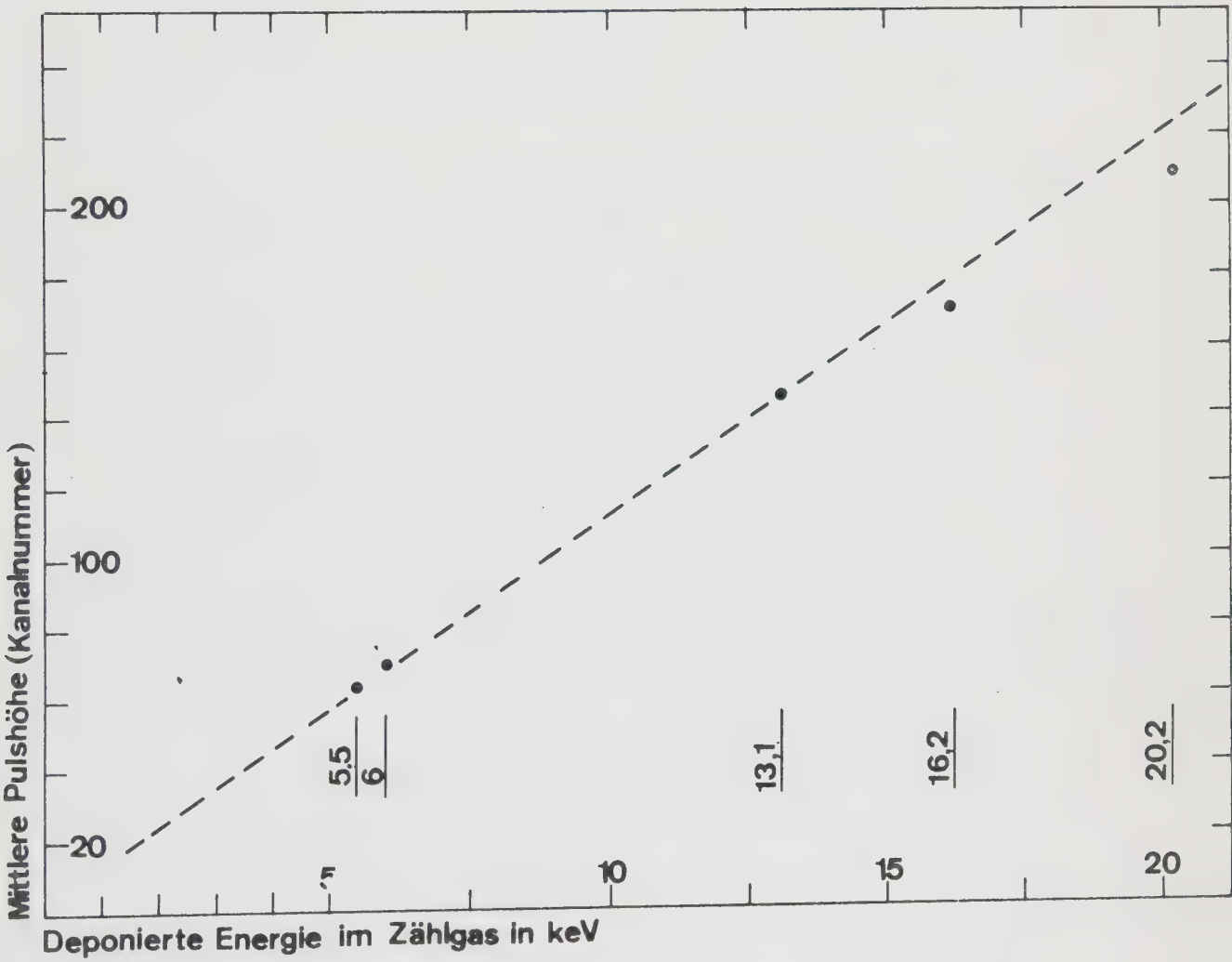


Fig.43

V E R D A N K U N G E N

Herrn Prof. Dr. B. Hahn danke ich für sein Interesse, das er der vorliegenden Arbeit entgegengebracht hat. Ebenso danke ich ihm für die vielen wertvollen Anregungen und Ratschläge.

Den Herren Dr. G. Czapek, Dr. K. Borer, Dr. P.G. Seiler und A. Flückiger danke ich für wesentliche Beiträge zum Gelingen dieser Arbeit.

Herr Prof. Dr. G. Charpak hat es ermöglicht, dass ich während einiger Zeit in seiner Gruppe arbeiten konnte. Dafür möchte ich ihm danken.

Den Mechanikern unserer Abteilung, besonders den Herren P. Hügli und P. Oberli gilt mein Dank für ihre Mithilfe bei der Konstruktion und dem Bau der Zähler.

Herrn Prof. Dr. K. Runge sowie den Technikern des Zyklotrons des CERN danke ich für die Unterstützung während unseren Messungen.

Die vorliegende Arbeit ist finanziell vom Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) und vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung unterstützt worden.

L E B E N S L A U F

Am 16. September 1937 wurde ich als Sohn des Ernst und der Erika Kaspar in Bern geboren. Ich besuchte die Primarschule in Bern und absolvierte eine vierjährige Lehrzeit als Elektrozeichner. Am Abendgymnasium in Bern bereitete ich mich anschliessend auf die eidgenössische Maturitätsprüfung, Typus C, vor, die ich 1962 bestand.

Danach studierte ich an der philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bern Physik, Mathematik und Chemie. Im Sommersemester 1969 erwarb ich das Lizentiat in Physik. Nachher arbeitete ich als Assistent bei Prof. Dr. B. Hahn, unter dessen Leitung die vorliegende Dissertation entstand.